PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 3/4 — 20. Februar 1942 — Redaktionsschluß für Nr. 5/6 am 1. März 1942 — 43. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

M. Dühmke, Untersuchungen über den Astigmatismus bei Spiegelmonochromatoren. Mit Tafel VIII—XIII. S. 33.

A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich 10 h 45 min. für Dezember 1941. S. 43.

H. Arens, Ein Vorschlag zur Erweiterung des Farbkennzeichnungsverfahrens nach Ostwald. S. 43.

A. Schraub, Über die optische Durchlässigkeit von Quarzglas. S. 64.

H. Hermann, Zusatz zu der Arbeit: Das Eindringen einer Walze in eine ebene Unterlage. S. 69.

Besprechungen. S. 70.

Nachrichten. S. 72.

ABHANDLUNGEN

Untersuchungen über den Astigmatismus bei Spiegelmonochromatoren

Von Martin Dühmke

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt)

Mit Tafel VIII—XIII

Einleitung

Bei neuzeitlichen Monochromatoren hat sich in zunehmendem Maße die Benutzung austauschbarer Prismenmaterialien — Glas, Quarz, Steinsalz oder Bromkali usw. — eingebürgert, um einen möglichst großen Spektralbereich nach Ultraviolett oder Ultrarot erfassen zu können. In diesem Fall ist an Stelle von Linsen die Verwendung von Spiegeloptik erforderlich, um für den ganzen Spektralbereich Scharfabbildung ohne chromatische Abweichungen zu erreichen. Diese Spiegeloptik, die im allgemeinen außeraxial benutzt werden muß, bedingt zwar einen astigmatischen Bildfehler, der jedoch für die Benutzung des Monochromators unerheblich ist, solange er nur eine Verlängerung des Spaltbildes bewirkt, die Verbreiterung jedoch gering bleibt.

Beim Vergleich der Spaltabbildungen bei Spiegelmonochromatoren und -doppelmonochromatoren verschiedener Bauart zeigt sich eine große qualitative Verschiedenheit. Im folgenden werden die Zusammenhänge der Prinzipien, die beim Bau von Monochromatoren — besonders der Doppelmonochromatoren — für den dabei auftretenden Astigmatismus und für sonstige Abbildungsfehler von Wichtigkeit sind, untersucht.

I. Teil.

Spiegelanordnung mit parallelem Strahlengang

Czerny und Turner[1]) weisen darauf hin, in welcher Weise die Spiegel bei einem Spektrometer angeordnet sein müssen, damit sich die Abbildungsfehler in bezug auf die Spaltbreite nahezu kompensieren können, und geben auch

Abb. I. Spiegelanordnung mit parallelem Strahlengang. Gekreuzte Anordnung.

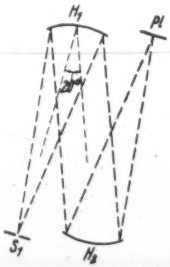


Abb. II. Spiegelanordnung mit parallelem Strahlengang. Z-Form.

eine Erklärung dafür. Danach gibt die überkreuzte Anordnung (Abb. I)[2]) — auch gegenläufige Anordnung genannt — eine sehr viel schlechtere Abbildung als die Anordnung in Z-Form (Abb. II)[2]).

1) Über den Astigmatismus von Spiegelspektrometern. Zeitschr. f. Phys. **61** (H. 11/12), 792—797, 1930.

2) Die Abb. I und II sind der Arbeit von Czerny und Turner (Zeitschr. f. Phys. **61**, 793, 1930) entnommen.

a) Bestätigung der Ergebnisse von Czerny und Turner

Diese Ergebnisse werden durch eigene Aufnahmen bestätigt (Aufnahme 1 und 2)[3]. Die Höhe des Spaltes betrug dabei 1 mm und seine Breite $^1/_{100}$ mm. In Abständen von 0,5 mm wurde eine photographische Platte in der Nähe der Scharfeinstellung längs des Strahlenbündels verschoben, so daß die schärfste Einstellung unter den verschiedenen Spaltbildern objektiv festgestellt werden konnte.

Sowohl bei gekreuzter als auch Z-förmiger Anordnung zeigen sich astigmatische Abbildungsfehler. Vergrößerungen (fünffach linear) zeigen deutlich die von Czerny und Turner erwähnte und gedeutete Einseitigkeit bei der gekreuzten Anordnung (Aufnahme 2), während die Anordnung in Z-Form ein bedeutend schmaleres Spaltbild mit symmetrischer Intensitätsverteilung zeigt (Aufnahme 1).

b) Variation des astigmatischen Winkels

Die Winkel zwischen einfallenden und reflektierten Strahlen betrugen bei den Aufnahmen 15–20°. Czerny und Turner zeigen, daß durch eine Vergrößerung dieses Winkels – in ihrem Falle 36° – bei der Z-förmigen Anordnung (Abb. II) der Astigmatismus in der Länge sich wohl beträchtlich vergrößert – in ihrem Falle von 0,92 mm auf 18,5 mm –, aber nur ganz unerheblich in der Breite – in ihrem Falle von 0,33 mm auf 0,41 mm.

c) Variation des Öffnungsverhältnisses

Dasselbe Ergebnis zeigt eine Veränderung des Öffnungsverhältnisses. Die Aufnahmen 1 und 2 wurden mit einem Öffnungsverhältnis von 1:6,3 gemacht. Bei der Aufnahme 3 wurde – bei sonst gleichen Bedingungen wie bei 2 – das Öffnungsverhältnis auf 1:3,5 vergrößert. Ein Vergleich der Vergrößerungen für die schärfsten Spaltbilder (fünffach linear) der beiden Aufnahmen 2 und 3 zeigt eine astigmatische Verlängerung um ungefähr das Doppelte, dagegen nur eine unwesentliche Verbreiterung.

Daß eine Vergrößerung des astigmatischen Winkels und des Öffnungsverhältnisses bei der Z-förmigen Anordnung nur eine unwesentliche und symmetrische Verbreiterung des Spaltbildes hervorruft, erklärt sich aus der von Czerny und Turner gedeuteten Kompensierung der Abbildungsfehler bei dieser Abbildungsanordnung.

Durch die bei größerem Öffnungsverhältnis entstehende astigmatische Verlängerung des Spaltbildes wird die im Spalt vorhandene Strahlungsenergie auseinandergezogen, kann also im allgemeinen nicht mehr ausgenutzt werden, wenn man hinter dem Monochromator einen Strahlungsempfänger mit kleiner empfindlicher Auffangfläche benutzt. Eine Vergrößerung der Spiegelöffnung in der Spaltrichtung bringt daher nur so weit einen Helligkeitsgewinn für den Empfänger, wie die äußersten vom oberen und unteren Spiegelrand kommenden Strahlen noch in der Spaltmitte zusammenfallen. Darüber hinaus ist die Vergrößerung der Spiegelöffnung nutzlos. In der Querrichtung zum Spalt kann man dagegen durch große Spiegelöffnung Helligkeit gewinnen, ohne daß eine merkliche Verbreiterung des Spaltbildes entsteht.

d) Querspalte

Die Symmetrie der Spaltbilder bei der Z-Anordnung bzw. die Unsymmetrie bei der gekreuzten Anordnung geht auch deutlich aus den Aufnahmen hervor, die bei Drehung des Eintrittspaltes um 90°, also bei Querstellung des Spaltes entstanden [Aufnahme 6[4]) zu 1, Aufnahme 4 zu 2].

Betrachtet man bei einer solchen Anordnung die ebenfalls querliegende Spaltabbildung des Z-förmigen Spiegelaufbaues, so erhält man auch hier ein symmetrisches, schwach verbreitertes Spaltbild (Aufnahme 4). Bei der besten Einstellung ist es etwas schärfer als die Mitte des Vertikalspaltes, die astigmatische Verlängerung ist größer als die des Vertikalspaltes; die Spitzen der Längsspaltbilder laufen schmaler aus. – Dieser Unterschied zwischen Längs- und Querspaltabbildungen tritt noch stärker bei den weiter unten beschriebenen Aufnahmen der Anordnung mit doppelter Brennweite zutage (Aufnahme 5 zu 3).

Das Querspaltbild der gekreuzten Anordnung (Aufnahme 6) verstärkt den Eindruck der Unsymmetrie, der schon aus dem Längsspaltbild hervorgeht (Aufnahme 2): Innerhalb der Aufnahmeserie liegt der Scharfpunkt zunächst an dem einen Ende des Spaltbildes und wandert von Bild zu Bild über die Mitte, wo er an

3) Die Aufnahmen 1–6 und 8–21 zeigen fünffache Vergrößerung des schärfsten Spaltbildes. Ein genauer quantitativer Vergleich läßt sich aber bei dieser geringen Vergrößerung und bei Benutzung von Papier nicht erreichen; für diesen Zweck wurden Vergrößerungen 15:1 auf Platten aufgenommen, die eine genaue Ablesung der Länge und Breite in Millimetern erlauben.

4) Die Aufnahmen 6, 11–13, 15, 17 und 19 zeigen im oberen Bild die Folge der Spaltaufnahmen in verschiedenen Abständen vom Hohlspiegel, im unteren Bild die fünffache Vergrößerung des schärfsten Spaltbildes.

Schärfe abnimmt, dem anderen Ende zu, an dem er annähernd symmetrisch zu den Anfangsbildern wird.

Die Erklärung, die Czerny und Turner für die Kompensation bzw. Verstärkung der Abbildungssymmetrie bei den beiden Spiegelspektrometeranordnungen geben, wird durch die Versuchsergebnisse, die bei Vergrößerung des astigmatischen Winkels, bei Vergrößerung des Öffnungsverhältnisses und bei Querspaltabbildungen zutage treten, voll bestätigt.

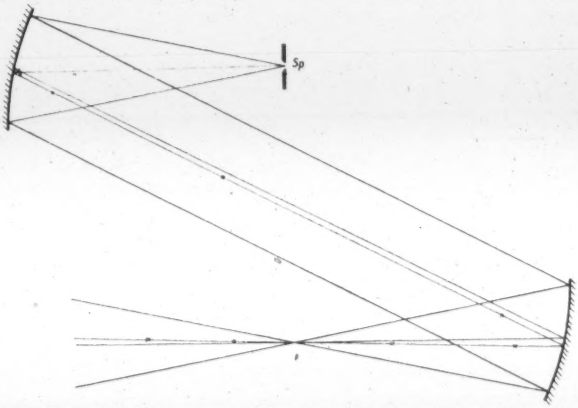


Abb. III. Spiegelanordnung mit parallelem Strahlengang. Z-Form; Verlauf des mittleren Strahlenbündels; Skizze.

e) Verlauf des mittleren Strahlenbündels

Um einen Einblick in den Verlauf des mittleren Strahles bei der Z-Anordnung (astigmatischer Winkel = 18°; Öffnungsverhältnis 1 : 1,35) zu erhalten, wurde ein Faden senkrecht vor die Mitte des ersten Spiegels gespannt. Es laufen dann zwei Schattenbilder des Fadens durch die gesamte Versuchsanordnung. Diese Bilder wurden hinter der Scharfeinstellung photographiert; dabei ist das Schattenbild des Fadens, das durch die Mitte des Spiegels läuft, in der Abb. III und in der Aufnahme 7 angekreuzt.

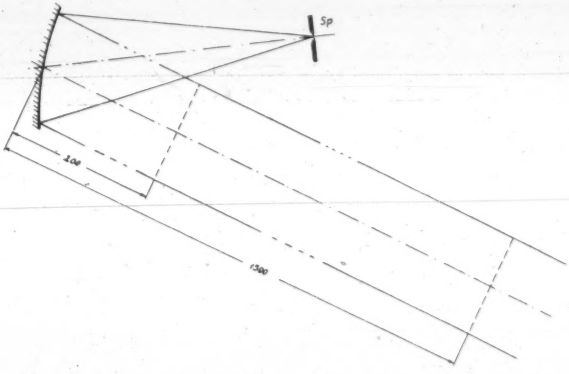


Abb. IV. Spiegelanordnung mit parallelem Strahlengang. Verlauf des mittleren Strahlenbündels; Skizze.

Weitere zwei Aufnahmen (7a und 7b) wurden nach Fortlassung des zweiten Hohlspiegels im parallelen Strahlengang in einer Entfernung von 20 cm und 150 cm vom ersten Spiegel aus gemacht (Abb. IV). Sie zeigen im Vergleich, wie mit zunehmender Länge des Parallelweges eine ovalförmige Veränderung des Bildes vor sich geht und die Krümmung des Fadenschattens zunimmt.

Hieraus ergibt sich, daß bei verschiedenem Abstand der beiden Hohlspiegel die Fehlerkompensation nicht die gleiche sein kann, und daß es zur Erreichung guter Abbildungen zweckmäßig ist, den Abstand der beiden Hohlspiegel voneinander so gering zu halten, wie es bei der gegebenen Anordnung der Prismen und Spalte im Monochromator bei Einhaltung möglichst kleiner astigmatischer Winkel möglich ist.

II. Teil.

Wirkungen von Hohlspiegeln auf Spaltabbildungen bei Benutzung der doppelten Brennweite

Beim Aufbau von Monochromatoren oder Spektrometern kommen praktisch immer Strahlengangsanordnungen der in Abb. I und II skizzierten Art in Frage, bei denen sich die Spalte in Brennweitenabstand von den Hohl-

spiegeln und die Dispersionsprismen im Parallelstrahlbündel zwischen den Spiegeln befinden. Allgemein interessiert jedoch die Frage, wie die Bildgüte und der Astigmatismus sich ändern, wenn der Spalt und das Spaltbild der Anordnung auf doppelten Brennweitenabstand vom Spiegel, d. h. in die Entfernung des Mittelpunktes der

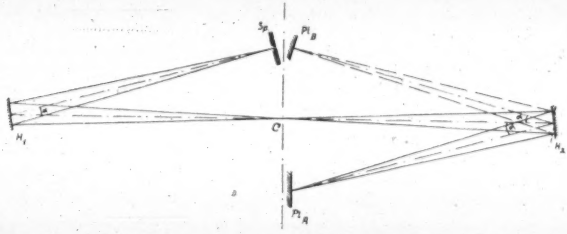


Abb. V. Spiegelanordnung von 2 f. Maßstäblich.

sphärischen Spiegelkrümmung, gebracht werden. Man erhält dann einen Strahlengang, wie er in Abb. V dargestellt ist. Bei Benutzung zweier gleicher Hohlspiegel ergibt sich hier an Stelle eines Parallelstrahlbündels eine Kreuzung der Strahlen am Ort C der Zwischenabbildung und dann hinter dem zweiten Spiegel je nach Wahl des Austrittswinkels wieder eine Z-förmige bzw. eine rückläufige Anordnung mit einer Abbildung in den Punkten Pl_a bzw. Pl_b. Die Unterschiede der Abbildung und der Bildfehler an den Abbildungspunkten C, Pl_a und Pl_b wurden in der gleichen Weise photographisch untersucht wie bei den vorher besprochenen Anordnungen.

a) Beschreibung

In Aufnahme 8 ist das Spaltbild am Kreuzungspunkt C zwischen den beiden Hohlspiegeln H_1 und H_2 aufgenommen. Es zeigt eine starke astigmatische Verlängerung – die Spalte waren wieder 1 mm lang und $^1/_{100}$ mm breit –, in der Form wie bei der Z-förmigen Czerny-Anordnung (Aufnahme 2), nur fast doppelt so lang, aber in der Breite sehr viel geringer. Die Spaltabbildung in Pl_b (gestrichelt) – gegenläufige Anordnung – ist in Form und Länge ähnlich der von Punkt C (Aufnahme 8), nur erheblich breiter (Aufnahme 9). Die Z-förmige Anordnung (durchgezeichnet in Abb. V) ergibt wieder ein schmales Spaltbild bei starker astigmatischer Verlängerung.

b) Deutung

Aus diesen Aufnahmen ergibt sich, daß auch bei Durchkreuzung des Strahlenganges zwischen den Spiegeln die Z-förmige Anordnung bessere Spaltabbildung liefert als die gegenläufige Anordnung.

Die Fehler der von Czerny und Turner untersuchten Anordnung mit parallelem Strahlengang zwischen den beiden Hohlspiegeln haben zunächst ihren Ursprung darin, daß die Reflexion an sphärischen Spiegeln von einem Punkte, der in einer Entfernung von $r/2$ vom Spiegel liegt, keine reinen parallelen Strahlen gibt, wie das bei Parabolspiegeln der Fall ist. Dazu kommt als Fehlerquelle der durch die außeraxiale Abbildung bedingte Astigmatismus, der von der Größe des Winkels zwischen ein- und ausfallendem Strahl abhängig ist.

Bei der Anordnung, die einen Spalt bei Benutzung der doppelten Brennweite zweier sphärischer Spiegel einmal zwischen den Spiegeln, das zweite Mal nach der Reflexion an dem zweiten Spiegel abbildet (Abb. V), fällt die erste der beiden Fehlerquellen fort, da sphärische Spiegel bei dieser Anordnung in der Spiegelachse fehlerfrei abbilden und nicht als Näherung an Parabolspiegeln benutzt werden. Die Fehler, die hierbei auftreten, hängen allein davon ab, wie groß der Winkel zwischen Hauptstrahl und Spiegelachse ist.

Die Anordnung der Abb. VI a hebt dann Fehler, die bei C durch die außeraxiale Abbildung entstanden sind, durch ihre Punktsymmetrie wieder auf, während die Anordnung der Abb. VI b durch ihre Spiegelsymmetrie die Fehler von C im zweiten Teil der Anordnung verdoppelt. Verfolgen wir in Abb. VI a die Randstrahlen, z. B. von Punkt G aus die rechte, mit n bezeichnete Seite, so haben wir von G bis Hohlspiegel H_1 ein dem anderen äußersten Strahlenbündel gegenüber kürzeres Strahlenbündel, das vom Hohlspiegel H_1 bis zum Abbildungspunkt C einen – verglichen wieder mit dem anderen äußersten Strahlenbündel – weiteren Weg hat; fassen wir C als Strahlenquelle für die zweite Anordnungshälfte auf, so läuft das oben ausgewählte rechte Strahlenbündel zunächst bis zum Hohlspiegel H_2 diesmal den weiteren Weg, vom Hohlspiegel H_2 bis zur Abbildung in B den kürzeren Weg im Gegensatz wieder zu dem gegenüberliegenden Strahlenbündel. Fehler, die in der einen Anordnungshälfte gemacht wurden, heben sich durch die zweite zu der ersten gegensymmetrisch angeordneten Strahlengangshälfte heraus. – Analog kann man die Betrachtung bei der Anordnung

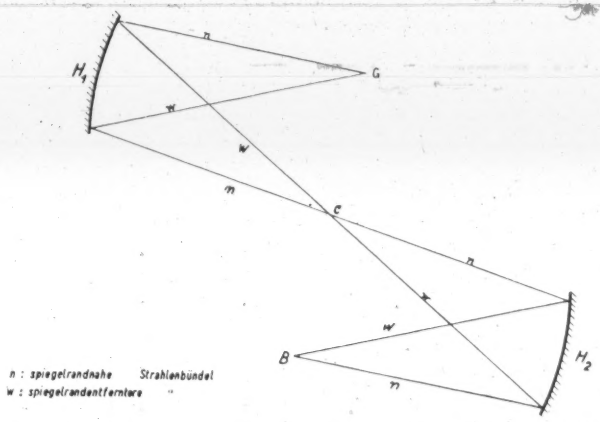


Abb. VIa. Spiegelanordnung von 2 f. Punktsymmetrischer Aufbau; Skizze. *n* spiegelrandnahe Strahlenbündel; *w* spiegelrandentferntere Strahlenbündel.

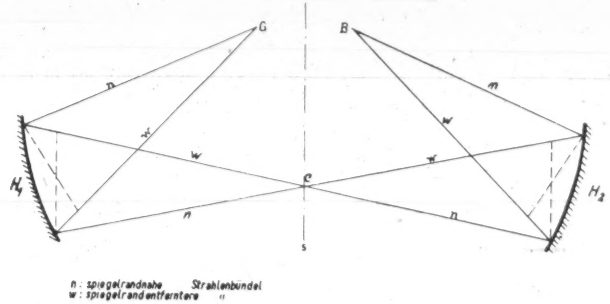


Abb. VIb. Spiegelanordnung von 2 f. Achsensymmetrischer Aufbau; Skizze. *n* spiegelrandnahe Strahlenbündel; *w* spiegelrandentferntere Strahlenbündel.

der Abb. VIb führen, bei der sich durch die spiegelsymmetrisch angeordnete zweite Strahlengangshälfte die bei *C* auftretenden Fehler addieren.

c) Querspalte

Zur Ergänzung wurden Querspaltabbildungen aufgenommen (Aufnahme 11 zu 8, 12 zu 10, 13 zu 9)[5]: Die Spaltbilder bei *C* und in der gekreuzten Anordnung bei *B* weisen einseitige, kommaförmige Verbreiterungen auf; diese treten zunächst auf der einen Seite auf, wechseln beim Fortschreiten in der Strahlrichtung hinter *C* auf die entgegengesetzte Seite und kehren sich nach dem Durchlaufen des Abbildungspunktes *B* nochmals um. Bei der symmetrischen Z-Anordnung hebt sich dieser Fehler ganz heraus, und das schmalste Bild dieser Querspaltabbildungen (Aufnahme 12) wird bei erheblich astigmatischer Verlängerung ein ideal feiner Strich – eine Abbildung, wie sie sonst nicht aufgetreten ist.

III. Teil.

Untersuchungen von Anordnungen, nach dem Prinzip der Doppelmonochromatoren aufgebaut

Die Doppelmonochromatoren haben zunächst zum Prinzip, die durch einen Monochromator ausgewählte Strahlung durch eine zweite ebensolche Anordnung in ihrer Reinheit zu verstärken. In welcher Weise dabei die Abbildungsfehler sich erhöhen bzw. aufheben, zeigen die folgenden Untersuchungen.

5) Siehe Anm. 4 auf S. 34.

a) Beschreibung

Bei der Anordnung der Abb. VII läuft das Strahlenbündel zunächst vom Spalt G zum Hohlspiegel H_1, wird dort als Parallelstrahlenbündel zum Planspiegel Pl_1 geworfen, wieder zum Hohlspiegel reflektiert und von dort im Punkte C vereinigt. Bis hierhin haben wir im Prinzip den gegenläufigen (gekreuzten) Fall von Czerny und Turner vor uns. Die Spaltaufnahmen an der Stelle C (Aufnahme 14: Längsspalt, und 15: Querspalt) entsprechen den Aufnahmen 1 und 6. — Der weitere Strahlenweg ist symmetrisch zu der Ebene angeordnet, die durch C geht und senkrecht zur Verbindungslinie der Spiegelmitten steht. Die am Wiedervereinigungsort (Abb. VII) erhaltenen Aufnahmen sind durch die Aufnahmen 16 und 17 (Längs- und Querspalt) wiedergegeben. Sie zeigen eine wesentlich bessere und symmetrischere Abbildung als die Aufnahmen 14 und 15 der Stelle C. —

Wenn man eine Anordnung nach Art der Abb. VII unsymmetrisch aufbaut, indem

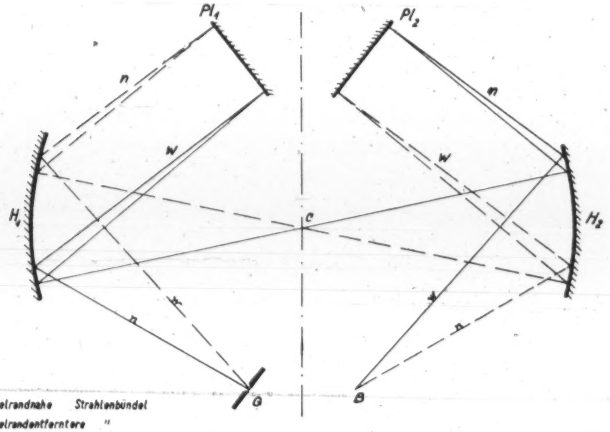


Abb. VII. Doppelmonochromatorkonstruktion. Hintereinanderschaltung zweier nach Czerny-Turner schlechter Anordnungen; Autokollimation; spiegelsymmetrischer Aufbau; Skizze. n spiegelrandnahe Strahlenbündel; w spiegelrandentferntere Strahlenbündel.

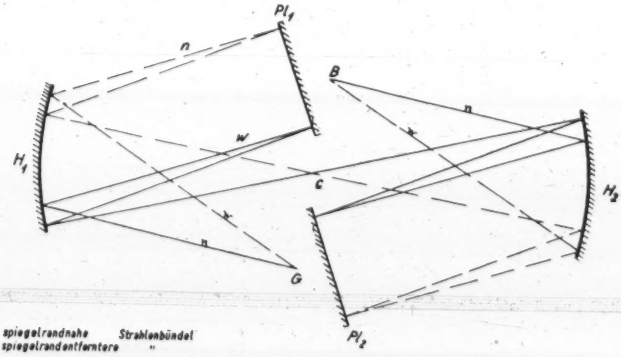


Abb. VIII. Doppelmonochromatorkonstruktion. Hintereinanderschaltung zweier nach Czerny-Turner schlechter Anordnungen; Autokollimation; punktsymmetrischer Aufbau; Skizze. n spiegelrandnahe Strahlenbündel; w spiegelrandentferntere Strahlenbündel.

man einen der Parallelstrahlwege zwischen Hohl- und Planspiegel kürzer macht als den anderen, so wird die Abbildung in B schlechter als bei symmetrischem Strahlengang (Aufnahmen 18 und 19 gegenüber 16 und 17).

Vertauscht man gegenüber der in Abb. VII skizzierten Anordnung hinter dem Vereinigungspunkt C die Seitenrichtung von Planspiegel und Abbildungspunkt B miteinander, so erhält man den in Abb. VIII veranschaulichten Strahlengang. Wie die Aufnahmen 20 und 21 des Längs- und Querspaltbildes dieser Anordnung im Punkt B zeigen, tritt hier eine starke Unsymmetrie und starke astigmatische Verlängerung gegenüber den Aufnahmen 14 bis 19[6]) auf.

Es wurden bei den Untersuchungen an den Anordnungen der Abb. VII und VIII für die Abbildungsfehler unwesentliche plane Umlenkspiegel zwischen Spalt und Hohlspiegel H_1 bzw. zwischen Platte und Hohlspiegel H_2 verwendet. Sie sind zur besseren Übersicht in den Abbildungen fortgelassen, die Winkel in der Abbildung infolgedessen nicht maßgerecht.

b) Deutung

Wird der gekreuzte Fall mit seiner nach Czerny und Turner schlechten Abbildung spiegelsymmetrisch nach Abb. VII zweimal hintereinandergeschaltet, so heben sich die Abbildungsfehler der einzelnen Hälften auf; ist diese Hintereinanderschaltung punktsymmetrisch in C angeordnet (Abb. VIII), so verstärken sich die Abbildungsfehler erheblich bei starker astigmatischer Verlängerung.

Jede Apparathälfte für sich ist die nach Czerny und Turner schlechte Anordnung, hier durch die Planspiegel Pl_1 und Pl_2 in Autokollimation. Verfolgen wir eins der beiden Randstrahlenbündel (durchgezeichnet bzw. gestrichelt) in der Abb. VII, so erkennen wir, daß infolge der spiegelsymmetrischen Anordnung weiten Wegen in der einen Apparathälfte kurze Wege in der anderen und kurzen in der einen Apparathälfte weite Wege in der anderen entsprechen; dabei sind die Strahlenwege von C zu den Hohlspiegeln H_1 und H_2 gleich. — Ebenso ist aus Abb. VIII zu ersehen, daß die punktsymmetrische Anordnung die sich auf beiden Seiten entsprechenden Wege nicht in der Länge vertauscht; wieder sind die Wege zwischen der Abbildung in C und den Hohlspiegeln dabei von gleicher Länge.

6) Siehe Anm. 3 auf S. 34.

IV. Teil.

Untersuchungen an Doppelmonochromatorkonstruktionen

An aufgebauten Spiegelspektralapparaten wurden Varioilluminatoren [nach van Cittert[7])] (Abb. IX und X), ferner Monochromatoren Youngscher Prismenanordnung nach Abb. XI sowie ein Autokollimationsmonochromator nach Abb. XII untersucht, bei dem die Dispersionsrichtung in der zweiten Apparathälfte wahlweise der Dispersion der ersten Apparathälfte durch Umsetzen eines Prismas zu- oder entgegengeschaltet werden kann. — Verwendet wurden bei den Spaltbildern Autolithplatten, die analog der Methode von Wetthauer[8]) in schräger Stellung vor den Spalt gesetzt waren.

a) Varioilluminatoren

Die Varioilluminatoranordnung nach Abb. IX geht auf einen Entwurf von Schönrock zurück[9]). Die eine Spaltaufnahme zeigt die Quecksilberlinien (speziell 546,1 mμ) am Mittelspalt, die andere am Austrittsspalt (Aufnahme 22 und 23)[10]). Eine deutliche grobe Verbreiterung des Spaltbildes nach Durchlaufen der beiden Apparathälften gegenüber der Aufnahme am Mittelspalt ist festzustellen. — Aus dieser Konstruktion wurde auf Anregung von Lau[11]) die Anordnung der Abb. X weiterentwickelt, bei der die beiden Apparathälften gleichartig sind. Dabei konnten die Parallelstrahlwege verhältnismäßig kurz gehalten und auch der Winkel, der zwischen ein- und wegfallendem Strahl an den Spiegeln gebildet wird, beschränkt werden. Die Spaltaufnahmen der Quecksilberlinien zeigen wieder die eine Apparathälfte und beider zusammen (Aufnahme 24 und 25). Die einzelne Apparathälfte nach der Z-förmigen Czerny-Turner-Anordnung ergibt — wie bei Schönrock — ein gutes Bild, beide Apparathälften hintereinandergeschaltet (Z; Doppel-Z-Form) ergeben zwar nicht mehr ganz die Bildgüte wie das einer Apparathälfte, aber doch nicht eine so starke Verbreiterung wie bei der Schönrockschen Konstruktion.

7) Van Cittert, Rev. d'Optique **2**, 57, 1923.
8) Zeitschr. f. Instr.kde **44**, 189, 1924.
9) In Verbindung mit der Firma Dr. Carl Leiß, Berlin-Steglitz. Siehe Carl Leiß, Zeitschr. f. Phys. **77**, 412, 1932.
10) In den Aufnahmen 22, 24, 26 und 27 ist die *Hg*-Linie 546,1 mμ jeweils mit einem Pfeil versehen; die Aufnahmen 23, 25 und 28—34 stellen eben diese Linie dar. Die Spalte waren bei den Aufnahmen auf $^1/_{100}$ mm verengt; nur bei Aufnahme 34 waren beide Spalte $^5/_{100}$ mm breit.
11) Von der Firma Dr. Carl Leiß, Berlin-Steglitz; Konstruktion von Neubauer.

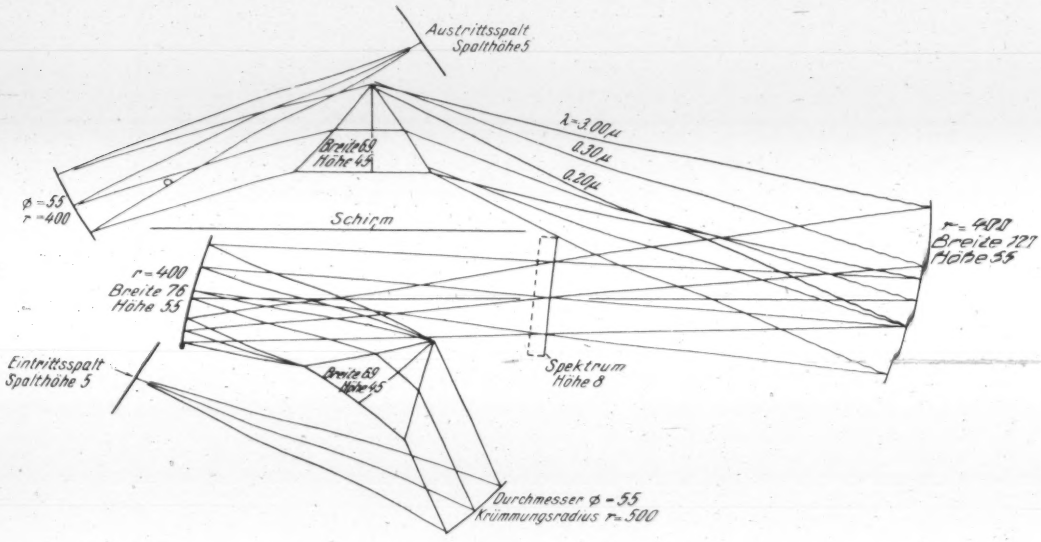


Abb. IX. Varioilluminator nach Schönrock.

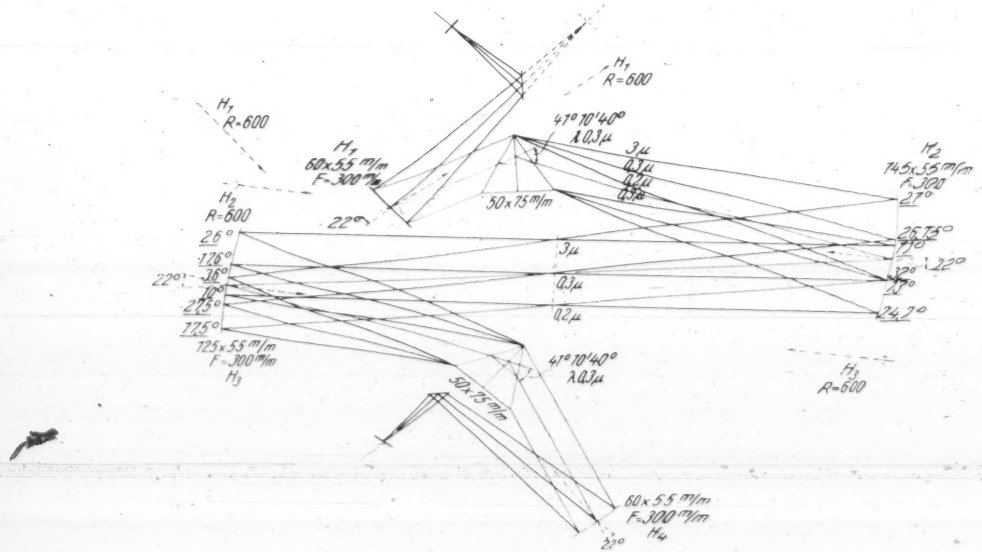


Abb. X. Varioilluminator nach Lau-Neubauer.

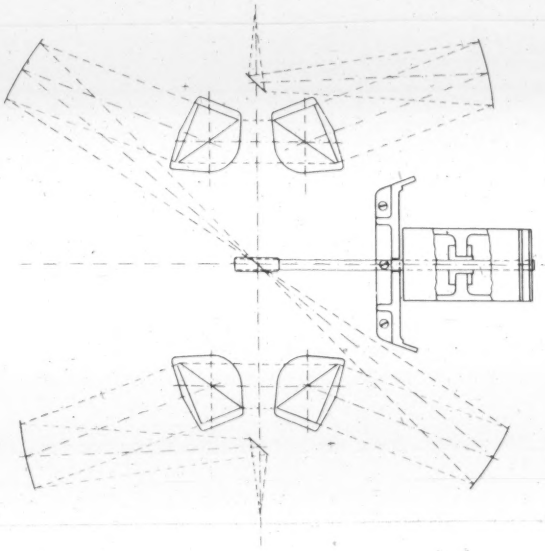


Abb. XI. Doppelmonochromator nach Leo.

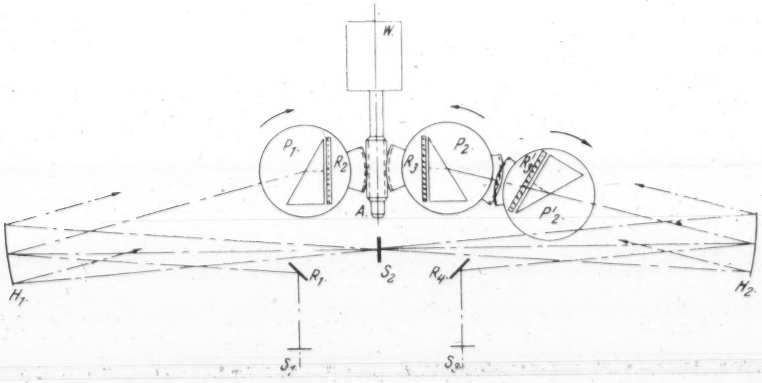


Abb. XII. Autokollimationsspiegeldoppelmonochromator (Konstruktion Neubauer) mit umschaltbarer Dispersion.

b) Doppelmonochromatoren

Dieselbe doppelte Z-Anordnung (Z), aber in Monochromatorschaltung zeigt die Konstruktion der Abb. XI, die auf Anregung von Leo[12]) ausgeführt wurde. Die Aufnahme (Quecksilberlinien) einer Apparathälfte liefert wieder gute Schärfe in der Einschnürung (Aufnahme 26). Am Ende des Gesamtstrahlenganges (Aufnahme 27) bleibt die Spaltabbildung nicht so gut wie die nach Durchlaufen einer Hälfte, aber doch von annehmbarer Schärfe. –

Eine Anwendung des durch Abb. VII gekennzeichneten Prinzips ist die Konstruktion der Abb. XII[13]), die einen Autokollimationsspiegeldoppelmonochromator darstellt; bei ihm kann die Dispersion zum Gebrauch als Varioilluminator umgeschaltet werden. Die Bilder hierfür stellen die *Hg*-Linie 546,1 $m\mu$ dar (Aufnahme 28 bis 34). Die Spaltaufnahmen zeigen nach dem Durchlaufen der gesamten Apparatur (Aufnahme 30 und 33) gemäß der für Abb. VII gegebenen Erklärung eine gute Abbildung gegenüber dem Bild am Mittelspalt (28 und 32).

Eine Aufnahme (34) zeigt das Spaltbild, wenn auch der mittlere Spalt auf $^5/_{100}$ mm geschlossen wurde; in diesem Falle ist – wie bei der schlechten Mittelspaltabbildung zu erwarten – ein größerer Teil des Strahlenbündels ausgeblendet. Die Aufnahmen 29 und 31 zeigen die Spaltbilder (29: nach Durchlaufen des Strahles durch eine Apparathälfte; 31: nach Durchlauf des Strahles durch die gesamte Anordnung), wenn die Apparatur als Varioilluminator geschaltet ist.

Die Aufnahmen an den Doppelmonochromatoren wurden sowohl auf Autolith- (32 und 33) wie auf Perutz-Perorto-Braunsiegelplatten (Aufnahme 28–31) abgenommen; dabei zeigt sich, daß erstere die Verhältnisse durch ihr hartes Arbeiten weit günstiger darstellen, als sie in Wirklichkeit liegen.

Zusammenfassung

Es werden die Bedingungen untersucht, die für eine gute Spaltabbildung bei Spiegeldoppelmonochromatoren und -varioilluminatoren wesentlich sind.

Zu diesem Zwecke sind die Versuche von Czerny und Turner über den Astigmatismus von Spiegelspektrometern wiederholt, bestätigt und durch die Variation des Öffnungsverhältnisses ebenso wie durch Querspaltabbildungen ergänzt worden. – Für die Güte der guten Czerny-Turnerschen Anordnungen zeigt sich als wesentlich, daß der Weg des parallelen Strahlenganges möglich kurz gehalten werden muß.

Um die astigmatischen Abbildungsverhältnisse bei Doppelmonochromatoren unter Ausschluß der sphärischen Fehler zu klären, die bei Benutzung der sphärischen Hohlspiegel als Parabolspiegel auftreten, wurden die Abbildungen untersucht, die entstehen, wenn Spalt bzw. Aufnahmeplatte in der Nähe des Krümmungsmittelpunktes der Hohlspiegel steht.

Die grundsätzliche Schaltung von Spiegeldoppelmonochromatoren und -varioilluminatoren wurde an Modellen aufgebaut und die dabei auftretenden Abbildungsfehler zum Vergleich photographisch festgehalten. Es ergibt sich:

1. Bei Hintereinanderschaltung zweier nach Czerny und Turner guter Anordnungen ist die Abbildung am Ausgangsspalt etwas schlechter als die des Mittelspaltes.
2. Die Hintereinanderschaltung zweier nach Czerny und Turner schlechter Anordnungen in punktsymmetrischer Aufstellung (Abb. VIII) gibt eine bedeutend schlechtere Abbildung gegenüber dem schon unbefriedigenden Mittelspaltbild.
3. Wird jedoch die nach Czerny und Turner schlechte Anordnung in achsensymmetrischer Aufstellung (Abb. VII) hintereinandergeschaltet, so zeigte sich eine weitgehende Aufhebung der starken Mittelspaltabbildungsfehler. Die Spaltabbildung ist hierbei sogar noch schärfer als die bei Hintereinanderschaltung zweier nach Czerny und Turner guter Anordnungen.

An einigen technischen Ausführungen der Spiegeldoppelmonochromator- und Spiegelvarioilluminatorprinzipien wurden die obigen Ergebnisse bestätigt.

Schluß

Den Herren Dr. Lau und Dr. Leo danke ich für die Anregung und Unterstützung bei der Arbeit, dem Herrn Koletzko (Firma Dr. Carl Leiß) für die Bereitstellung von Apparaturen und Herrn Neubauer (von derselben Firma) für seine tätige Anteilnahme an dieser Arbeit.

Berlin-Charlottenburg, im Oktober 1941.

(Eingegangen 1. Dezember 1941)

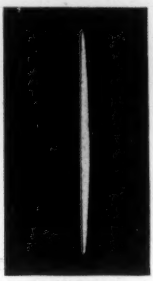
12) Firma Dr. Carl Leiß, Berlin-Steglitz.

13) Firma Halle Nachf., Berlin-Steglitz; Konstrukteur: Neubauer. Ferner hat die Firma Dr. Carl Leiß in ihrer Type 56/6 einen Apparat mit grundsätzlich gleicher Strahlenganganordnung angegeben.

Spiegelanordnung mit parallelem Strahlengang.

Aufn. 1. Gekreuzte Anordnung. Öffn.-Verh. 1:6,3.

Aufn. 2. Z-förmige Anordnung. Öffn.-Verh. 1:6,3.



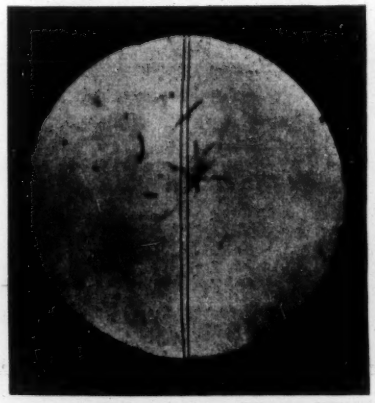
Aufn. 3. Z-förmige Anordnung. Öffn.-Verh. 1:3,15.

Querspalte der Z-förmigen Anordnung.

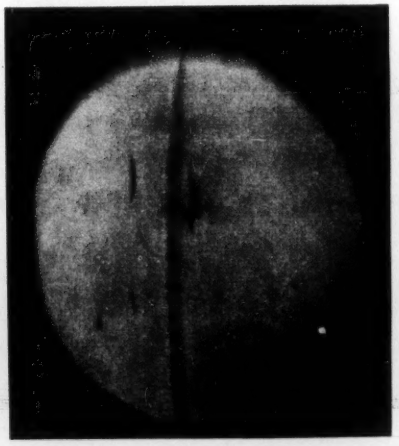
Aufn. 4. Öffn.-Verh. 1:6,3.

Aufn. 5. Öffn.-Verh. 1:3,15.

Aufn. 7. Fadenbild hinter der Scharfeinstellungsebene.



Aufn. 7a. Fadenbild, 20 cm entfernt vom ersten Hohlspiegel.



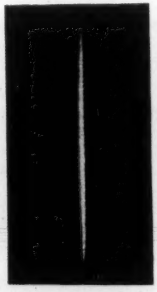
Aufn. 7b. Fadenbild, 150 cm entfernt vom ersten Hohlspiegel.

Spiegelanordnung mit doppelter Brennweite.
Öffn.-Verh. 1:6,3.

Aufn. 6. Querspalt der gekreuzten Spiegelanordnung mit parallelem Strahlengang. Öffn.-Verh. 1:3,15.

Aufn. 8. An der Stelle C (s. Abb. V).

Aufn. 9. Gekreuzte Anordnung (s. Abb. VIb bei Pl_b).



Aufn. 10. Z-förmige Anordnung (s. Abb. VIa bei Pl_a).

Aufn. 11. Querspaltabbildung an der Stelle C (s. Abb. V).

Querspaltabbildungen der Spiegelanordnung mit doppelter Brennweite (Öffn.-Verh. 1:6,3).

Aufn. 12. Z-förmige Anordnung (s. Abb. VIa bei Pl_a).

Aufn. 13. Gekreuzte Anordnung (s. Abb. VIb bei Pl_b).

Doppelmonochromatoranordnungen ohne Prismen (Längsspalte).

Aufn. 14. Bei der Stelle C (s. Abb. VII).

Aufn. 16. Am Ende der Anordnung (s. Abb. VII).

Aufn. 18. Unsymmetrische Anordnung durch Verschiedenheit der Parallelweglänge (sonst Prinzip nach Abb. VII).

Querspaltabbildungen bei den Doppelmonochromatoranordnungen ohne Prismen.

Aufn. 15. An der Stelle *C* (s. Abb. VII).

Aufn. 17. Am Ende der Anordnung (spiegelsymmetrisch; Abb. VII).

Aufn. 19. Unsymmetrische Anordnung durch Verschiedenheit der Parallelweglänge; sonst nach Prinzip Abb. VII.

Fortsetzung der Querspaltabbildungen bei den Doppelmonochromator-anordnungen ohne Prismen.

Aufn. 20. Am Ende der Anordnung (punktsymmetrisch nach Abb. VIII).

Aufn. 21. Zu Aufn. 20 gehöriger Querspalt.

Aufnahmen vom Modell nach Schönrock.

546 mμ

Aufn. 22. Nach Durchlaufen einer Apparathälfte.

Aufn. 23. Nach Durchlaufen beider Apparathälften.

Aufnahmen vom Modell nach Lau-Neubauer.

546 mμ

Aufn. 24. Nach Durchlaufen einer Apparathälfte.

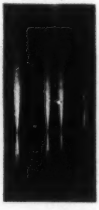
Aufn. 25. Nach Durchlaufen beider Apparathälften.

Aufnahmen vom Modell nach Leo.

546 mμ

Aufn. 26. Nach Durchlaufen einer Apparathälfte.

546 mμ



Aufn. 27. Nach Durchlaufen beider Apparathälften

Aufnahmen vom Apparat der Konstruktion Neubauer.

Nach Durchlaufen einer Hälfte (auf Perorto).

Aufn. 28. Monochromator.

Aufn. 29. Illuminator. (2. Hälfte)

Nach Durchlaufen beider Hälften (auf Perorto).

Aufn. 30. Monochromator.

Aufn. 31. Illuminator.

Doppelmonochromator (auf Autolith).

Aufn. 32. Nach Durchlaufen einer Hälfte.

Aufn. 33. Nach Durchlaufen beider Hälften.

Aufn. 34. Nach Durchlaufen beider Hälften des Doppelmonochromators; beide Spalten schmal (auf Perorto).

Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich 10 h 45 min.

Die Zahlen der Spalten 2 geben an, um wieviel in 10^{-9} des Wertes der Betrag der ausgestrahlten Frequenz vom Sollwert 1000,000000 Hz abweicht. Die Abweichung wurde mittels der Quarzuhren der Reichsanstalt bestimmt.

1	2	1	2
Dezember 1941		Dezember 1941	
Tag	Abweichung	Tag	Abweichung
1.	+38	17.	+19
2.	+38	18.	+24
3.	+41	19.	+21
4.	+38	20.	+25
5.	+33	21.	—
6.	+37	22.	+14
7.	—	23.	+24
8.	+24	24.	+21
9.	+20	25.	—
10.	+23	26.	—
11.	+18	27.	+24
12.	+11	28.	—
13.	+11	29.	+23
14.	—	30.	—[1]
15.	+19	31.	+20
16.	+21		

[1]) Emission nicht aufgenommen.

Berlin-Charlottenburg, den 6. Januar 1942.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt,

Abteilung II.

Im Auftrage:

A. Scheibe, U. Adelsberger.

Ein Vorschlag zur Erweiterung des Farbkennzeichnungsverfahrens nach Ostwald

Von Hans Arens-Dessau

Aus dem Wissenschaftlichen Zentrallaboratorium der Photographischen Abteilung der I. G. Farbenindustrie, Aktiengesellschaft (Agfa)

1. Der Inhalt des Ostwaldschen Systems

Die Farben teilen sich bekanntlich (1) vom Standpunkt der Empfindung in bunte und unbunte ein. Bunte Farben sind aber im allgemeinen nicht allein bunt, sondern sie enthalten neben der Buntheit noch einen unbunten Bestandteil. Man sagt, die Buntheit (der „Farbton") ist durch die Unbuntheit, Schwarz und (oder) Weiß, teilweise verhüllt. Durch diese Verhüllung wird die Buntheit mehr oder weniger unterdrückt.

Obwohl man für die reizmetrische Kennzeichnung einer Farbe drei beliebige, gegebenenfalls auch unanschauliche Bestimmungsstücke anwenden kann, wählt man gebräuchlicherweise für die Farbe im Anschluß an das eben Erörterte ihren Farbton (als farbtongleiche Wellenlänge) und als Maß für die Erscheinung der Weißverhüllung den Weißgehalt[1]). Als drittes Bestimmungsstück wird, insbesondere von physikalisch interessierten Kreisen, auch bei Körperfarben (d. h. bei nicht selbst leuchtenden Farben wie Pigmentfarben und Filtern) die Helligkeit (Leuchtdichte) gewählt. Zweckmäßiger wäre es, im Anschluß an die Psychologie den Schwarzgehalt[1]) anzuwenden.

Der Grund dafür, daß man physikalisch den Schwarzgehalt vernachlässigt, ist der, daß die Helligkeit physikalisch (reizmetrisch) viel einfacher definiert und viel leichter bestimmt werden kann als der Schwarzgehalt.

Wir wollen andererseits an Beispielen erläutern, daß die Angabe der Helligkeit vom Empfindungsstandpunkt unter Umständen weniger anschaulich ist als diejenige des Schwarzgehaltes:

Wir denken uns eine gelbe und eine blaue Körperfarbe. Beide sollen reizmetrisch wenig Weiß enthalten und sie sollen gleich gesättigt sein. Das Gelb sieht in diesem Zustande wesentlich heller aus als das Blau. Wir wollen nun die gelbe Farbe so weit abdunkeln, bis sie die Helligkeit des Blau erreicht hat. Bei dieser Herabsetzung der Helligkeit wird das Gelb stark schwarzverhüllt. Es verliert dadurch weitgehend an Buntheit. Obwohl also die beiden Farben vom üblichen reizmetrischen Standpunkt aus, abgesehen vom Farbton, gleiche Maßzahlen besitzen, denn die Sättigung und die Helligkeit sind gleich, sieht das blaue Pigment stark farbig aus, während das gelbe schwarzverhüllt und wenig farbig erscheint.

Allgemein kann man sagen, daß durch Herabsetzen der Helligkeit einer Körperfarbe ihre Farbigkeit nicht etwa erhalten bleibt, sondern daß ihre Buntheit in einer Schwarzverhüllung ertrinkt. Die obenerwähnten physikalischen (reizmetrischen) Daten sagen darüber nichts

1) Wir wollen vorläufig unter Weiß- und Schwarzgehalt ganz allgemein irgendein reizmetrisches Maß für die Menge an Weiß und Schwarz in der Farbe verstehen. Die Maßbegriffe Weißanteil, Schwarzanteil usw. werden in der Arbeit später genauer definiert (S. 47).

aus, denn die „Sättigung" bleibt beim Abdunkeln die gleiche. Während die physikalischen Korrelate der Weiß- und Schwarzverhüllung grundsätzlich zu trennen sind, besitzen beide Verhüllungsarten vom psychologischen Standpunkt, d. h. empfindungsmäßig die gleiche Funktion in dem Sinne, daß sie beide die Buntheit herabsetzen. Obwohl man bei physikalischer Beurteilung von einer Verminderung der Farbsättigung nur bei Erhöhung des Weißgehaltes spricht, sollte man das also auf Grund der psychologischen Erscheinungen bei Körperfarben ebenfalls bei Erhöhung des Schwarzgehaltes tun. Das ist von Ostwald schon früh erkannt worden. Er begründet sein System darauf, daß er den Weiß-Schwarz- und Vollfarbenanteil (Definition später) durch drei Zahlen belegt, deren Summe = 1 ist. Infolge dieser letzten Beschränkung ist einer der drei Werte von der Summe der übrigen abhängig. In Wirklichkeit liegen also nur zwei Bestimmungsstücke vor. Das dritte wird wie üblich durch den Farbton dargestellt.

Um einem Irrtum vorzubeugen, sei hierzu noch folgendes gesagt: Diese Ostwaldschen Maßzahlen für Weiß, Schwarz und Vollfarbe sind reizmetrische, d. h. also physikalische Bestimmungsstücke einer Farbe. Die Empfindung des Weiß, Schwarz und der Vollfarbe in der betreffenden Farbe ist im allgemeinen von diesen physikalischen Bestimmungsstücken verschieden. Indessen besitzen die Ostwaldschen Bestimmungsstücke, wie oben auseinandergesetzt, den großen Wert, daß sie im Rahmen der Reizmetrik der Empfindung der Körperfarben am meisten — eben durch die Einführung der Maßzahl für Schwarz — Rechnung tragen.

2. Die Bedeutung der Maßzahlen für Schwarz, Weiß und Vollfarbe

Der Schwarzgehalt

Wir machen folgende Versuche[2]):

Versuch 1. In einem Dunkelraum mit schwarzen Wänden läuft ein Farbenkreisel, dessen ganze Fläche monochromatisches Licht ausstrahlt. Dabei wollen wir annehmen, daß man mit irgendeiner physikalischen Einrichtung, z. B. einer scheibenförmigen Entladungslampe, einen solchen Farbenkreisel herstellen kann. Der Farbenkreisel wirkt wie eine kreisförmige, stark farbige Lichtquelle. Der volle Sektor des Farbenkreisels wird jetzt zur Hälfte schwarz abgedeckt, so daß nur noch die Hälfte der monochromatischen Strahlung ausgesendet wird. Wir führen den Versuch weiter fort, indem wir die leuchtende Fläche immer mehr durch Abdeckung mit Schwarz verkleinern. Der laufende Kreisel wird immer lichtschwächer. Die Farbigkeit bleibt aber (wenn man von den Intensitäten absieht, bei denen das Stäbchensehen entsteht) immer voll erhalten. Man hat bis zuletzt den Eindruck von einer Lichtquelle in Form einer leuchtenden, stark farbigen Fläche. Sie ist zwar lichtschwächer geworden, aber der Eindruck von Schwarzverhüllung tritt trotz Hinzufügung des schwarzen Sektors nicht auf.

Versuch 2. Jetzt machen wir denselben Versuch noch einmal, aber so, daß der Kreisel mit einer weißen (etwa von hinten beleuchteten) Umgebung versehen wird. Die Leuchtdichte der weißen Umgebung wählen wir etwa gleich groß mit derjenigen der monochromatischen Kreiselscheibe. Bei vollem Sektor haben wir dann genau wie beim vorigen Versuch den Eindruck, daß der Kreisel selbst „leuchtet"[3]), obwohl seine weißbeleuchtete Umgebung ausdrücklich gleich hell ist wie der Kreisel. Wird nun der farbige Sektor wiederum durch Abdecken mit Schwarz verkleinert, so hört bei einer gewissen Größe des Sektors (wenn auch nicht sehr scharf) der Eindruck des „Leuchtens" auf, so daß man jetzt die Empfindung hat, als mache der Kreisel den Eindruck eines kreisförmigen Anstriches auf der weißen Umgebung. Zweckmäßig ist es, bei solchen Versuchen unscharf zu adaptieren, damit die Oberfläche der Lampe nicht mit allen Einzelheiten beobachtet werden kann.

Vergrößert man den Schwarzsektor noch weiter, so wird nunmehr die Farbigkeit verringert und es tritt Schwarzverhüllung auf. Diese entsteht also im Dunkelraum, d. h. bei schwarzer Umgebung, niemals, wohl aber bei weißer oder, besser gesagt, bei heller Umgebung, d. h. nur dann, wenn man die Leuchtdichte der Farbe mit einer anderen vergleichen kann. Wichtig ist dabei, daß das Aufhören des Leuchtens und der Beginn der Schwarzverhüllung bei einem Sektor eintritt, bei dem die Leuchtdichte des rotierenden Kreisels unterhalb derjenigen der weißen Fläche liegt.

Versuch 3. Wir machen nun den Kreiselversuch noch einmal, aber nicht im Dunkelraum und nicht mehr mit weißer Umgebung, sondern in einem gewöhnlichen, also von einer normalen Lichtquelle erleuchteten Hellraume; der farbige Sektor selbst soll nicht reflektieren. Wir werden beobachten, daß man auch hier beim Belegen der Lampe mit schwarzen Sektoren einen Punkt findet, von dem aus bei Vergrößerung des farbigen Sektors Leuchten, bei Verkleinerung Schwarzverhüllung auftritt. Auch bei diesem Versuche muß man durch unscharfe Adaption vermeiden, daß man die Umrisse der Lampe und ihre Einzelheiten zu genau erkennen kann und man den Eindruck hat, als ob die Lampe bei kleinen Sektoren ihr Licht nicht aus sich selbst, sondern durch Reflektion der Raumbeleuchtung erhielte. Es muß daher auch vermieden

2) Der Inhalt der Versuche ist zum Teil jedem aus eigener Anschauung bekannt und in der Literatur (vgl. unter anderem R. W. Pohl, Einführung in die Optik, S. 308, Berlin 1940) beschrieben. Wir haben selbst einiges ergänzt und beschreiben die Experimente in einer Form, die gewissermaßen als Gedankenexperiment zu verstehen ist. Wir beabsichtigen dadurch den Sachverhalt mehr grundsätzlich darzustellen.

3) Von „Leuchten" wollen wir dann sprechen, wenn der Gegenstand selbst Licht auszusenden scheint, auch dann, wenn er das Licht von einer (etwa verborgenen) Lichtquelle erhält und reflektiert.

werden, daß die Lampe nahe bei ihr gelegene Gegenstände beleuchtet. Der Versuch lehrt, daß nicht unbedingt eine weiße Umgebung vorhanden zu sein braucht. Sie kann durch die Summe von normal beleuchteten und beschatteten Gegenständen ersetzt werden, die sich irgendwo im normal beleuchteten Raume befinden.

Wir machen nun die drei Versuche noch einmal, indem wir die monochromatische Lichtquelle durch eine möglichst gesättigte Pigmentfarbe ersetzen, die wir von vorn beleuchten. Führt man den Versuch (Versuch 1a) im Dunkelraum ohne weiße Umgebung aus, und zwar möglichst wieder so, daß man durch ungenügende Adaption oder durch Betrachtung aus weiter Ferne die Struktur des Pigmentes zum Verschwinden bringt, und so, daß die den Kreisel „anstrahlende" Lichtquelle unmerklich versteckt liegt, so hat man auch hier den Eindruck, als ob die Scheibe leuchte, selbst wenn der farbige Sektor noch stark verkleinert wird.

Versuch 2a. Bei weißer Umgebung (konstanter Helligkeit) tritt ebenfalls genau das gleiche ein wie früher. Die Scheibe sieht leuchtend oder schwarzverhüllt aus, je nachdem, ob wir uns oberhalb oder unterhalb des wie oben charakterisierten Punktes befinden.

Versuch 3a. Der Kreisel in normaler Hellraumumgebung zeigt nunmehr genau wie früher zunehmende Schwarzverhüllung, je größer die Schwarzabdeckung des farbigen Sektors gewählt wird. Ein Leuchten tritt nicht mehr auf, es müßte denn sein, daß man den Kreisel mit einer genügend starken Lichtquelle zusätzlich, ohne daß man ihren Ort kennt, anstrahlt und man wieder unscharf adaptiert. Das Leuchten entsteht ohne diese Zusatzbeleuchtung deshalb nicht, weil ein Pigment ja kein Selbstleuchter ist und daher seine Leuchtdichte über ein gewisses Maß hinaus nicht gesteigert werden kann.

Aus all diesen Versuchen lernen wir, daß Schwarzverhüllung nur auftritt, wenn eine Vergleichsmöglichkeit der Leuchtdichten von Pigment und Umgebung möglich ist.

Im Falle einer weißen Umgebung im Dunkelraum kann man die Schwarzverhüllung auch dadurch erzeugen, daß man den farbigen vollen Sektor unverändert läßt, dafür aber die Helligkeit der Umgebung steigert. Daraus ergibt sich aber, daß der Schwarzgehalt in diesem Falle relativ ist, d. h. er ist nicht als feste Größe anzusehen.

Anders liegen indessen die Verhältnisse bei normaler Umgebung und Beleuchtung. Hier wird die Summe aller Lichtwirkungen (Lage und Stärke der Lichtquelle, Beleuchtung und Beschattung der umgebenden Gegenstände usw.) mit der zu untersuchenden Farbe verglichen. Diese Summe ist praktisch die gleiche, wenn man nicht allzu extreme Beleuchtungsverhältnisse wählt[4]). Außerdem sorgt der zentrale Teil des Sehorgans, der im Gehirn seinen Sitz hat, immer dafür, daß instinktiv alle Vergleichsmöglichkeiten durch eine unbewußte „Beurteilung der Beleuchtungsverhältnisse" in richtigem Maße herangezogen werden. Ferner muß man beachten, daß, wenn durch Erhöhung der Lichtintensität der Lichtquelle eine Erhöhung der Leuchtdichte der umgebenden Gegenstände erfolgt, auch die zu untersuchende Pigmentfarbe heller wird. Alles dies wirkt darauf hin, daß die Schwarzverhüllung in normaler Umgebung und bei nicht allzu extremen Beleuchtungsverhältnissen für ein Pigment konstant ist, insbesondere dann, wenn man die Beobachtungsverhältnisse irgendwie normiert. Und aus den obigen Versuchen ergibt sich, daß für die Verschwärzlichung ein Nullpunkt existiert, nämlich die Grenze zwischen Leuchten und der eben noch merklichen Verschwärzlichung. Weiter lernen wir aus den Versuchen, daß als reizmetrisches (physikalisches) Maß für die Schwarzverhüllung

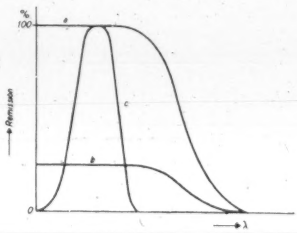


Fig. 1. Darstellung der Schwarzverhüllung durch die Remissionskurven.

die Größe des Schwarzsektors angesehen werden kann, der über denjenigen hinausgeht, der dem genannten Nullpunkt entspricht.

Damit haben wir aber gleichzeitig das physikalische Korrelat der Schwarzverhüllung gefunden. In Fig. 1 sei *a* die Remissionskurve[5]) der Pigmentfarbe, die wir auf dem Farbenkreisel voll aufziehen. Setzen wir alle Remissionen etwa auf ein Viertel herab, so wird eine neue Remissionskurve *b* gebildet. Das zugehörige Pigment entsteht, wenn wir den Vollsektor des Farbenkreisels mit der Farbe *a* zu drei Vierteln mit Schwarz bedecken, d. h. also, das physikalische Korrelat für die Schwarzverhüllung einer Farbe ist die Herabsetzung der Remission um einen konstanten Faktor bei allen Wellenlängen[6]). Stellt man die Verhältnisse durch die

4) Zum Beispiel darf man die Farbe nicht von einem hellerleuchteten Zimmer aus in einer dunklen, stark beschatteten Ecke betrachten.

5) Remission ist die Leuchtdichte des Pigmentes, gemessen in der Einheit der Remission einer ideal weißen Fläche. Die letztere hat also die Remission 1 bzw. 100 Proz.

6) Natürlich kann die ursprüngliche Farbe *a* auch schon an sich schwärzlich sein. Wir erhalten dann durch die Herabsetzung der Remission eine zusätzliche Schwarzverhüllung.

Absorptionskurve (Absorption = 100 Proz. — Remission) dar, so wird der Schwarzgehalt, der beim Übergang von *a* nach *b* entsteht, durch die Ordinate der Horizontalen *c* dargestellt (Fig. 2).

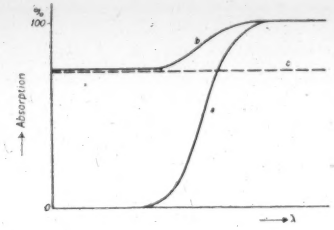


Fig. 2. Darstellung des Schwarzgehaltes durch die Absorptionskurve.

Wir wollen dieses Schwarz vorübergehend das „Sockelschwarz" nennen, weil es gewissermaßen den Sockel der Absorptionskurve *b* darstellt. Das Sockelschwarz ist also reizmetrisch leicht zu erfassen.

Dies gelingt nicht so einfach bei einer anderen Veränderung der Remissionskurve. Eine Schwarzverhüllung tritt nämlich ebenfalls durch eine Einengung des Spektralbereiches auf, wie dies in Kurve *c* von Fig. 1 dargestellt ist. Man vergleiche Kurve *a* mit *c*.

Auch in diesem Falle *c* wird vom Pigment relativ zur allgemeinen Umgebung, insbesondere zu *a*, weniger Licht remittiert. Dieses „Einengungsschwarz" ist nicht so leicht zu bestimmen, da nicht bekannt ist, in welchem Maße Schwarz auftritt, wenn wir von dem Spektralbereich *a* (Fig. 1) etwa 10 mμ auf beiden Seiten abschneiden. Man darf hier nicht den Fehler begehen, daß man sagt: Ich kenne doch beim Einengen die Änderung der Helligkeit und im gleichen Maße muß Schwarz auftreten. Dieser Schluß ist falsch, weil sich beim Einengen gleichzeitig das Verhältnis von Weiß zur Buntheit ändert. Es treten auf diese Weise zunächst unübersehbare Komplikationen auf. Diese Komplikationen fehlen bei der gleichmäßigen Herabsetzung der spektralen Remissionen und daher kommt es, daß das „Sockelschwarz" leicht, das „Einengungsschwarz" jedoch schwer zu bestimmen ist.

Der Weißgehalt

Mischt man zwei monochromatische Strahlungen bzw. eine solche mit höchstgesättigtem Purpur, so entsteht bekanntlich im allgemeinen eine neue Farbe, die aber gegenüber der gleichfarbigen Spektralfarbe (bzw. den im Spektrum fehlenden gleichfarbigen, höchstgesättigten Purpurtönen) mehr oder weniger verweißlicht ist. Da die Körperfarben größere Teile des Spektrums umfassen, enthalten sie immer Weiß. Das physikalische Korrelat der Weißverhüllung besteht also in einer gewissen Ausdehnung der spektralen Zusammensetzung der Farbe. Vergleiche noch einmal Fig. 1, in der *a* eine „weißere" Farbe darstellt als *c*. In Analogie zum „Einengungsschwarz" wollen wir von einem „Ausdehnungsweiß" reden. Wir wählen ausdrücklich das alte Beispiel, um gleichzeitig vor einem Irrtum zu bewahren. Zwar nimmt durch Einengung des Spektralbereiches der Schwarzgehalt zu und der Weißgehalt ab. Aber die Summe beider ist nicht etwa konstant. Der Schwarz- und Weißgehalt ändern sich mit der Einengung bzw. mit der entsprechenden Ausdehnung in ganz verschiedenen Funktionen.

Ganz ähnlich, wie es beim Schwarz ein Sockelschwarz in der Absorptionskurve gab, können wir auch bei der Remissionskurve von einem „Sockelweiß" reden, denn der untere schraffierte Teil *c* der Remissionskurve *a* in Fig. 3 stellt denjenigen Weißgehalt dar, der durch Zumischung des gesamten sichtbaren Spektralbereiches zu der übrigen Strahlung entsteht. Das gesamte Spektrum (insbesondere das äquienergetische) ist deshalb rein weiß, weil sein Ausdehnungsweiß so groß geworden ist, daß keine Buntheit mehr empfunden wird.

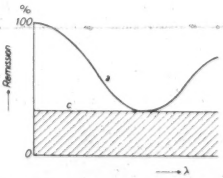


Fig. 3. Darstellung des „Sockelweiß".

Genau wie beim Schwarz lassen sich auch beim Weiß die Sockelwerte leicht bestimmen, dagegen bedarf es zur Festlegung des Ausdehnungsweiß eines Umweges. Der Gesamtweißgehalt läßt sich bekanntlich über die sog. trichomatischen Methoden, wie sie in moderner Fassung im Normenblatt DIN 5033 beschrieben sind, feststellen.

Der Vollfarbengehalt

Denkt man sich auf einer weißen, das gesamte Spektrum enthaltenden Körperfarbe das Remissionsspektrum allmählich eingeengt, so tritt eine Buntheit auf. Zuerst ist die entstehende Farbe aber durch viel Ausdehnungsweiß noch stark weißverhüllt. Durch weiteres Einengen, das bei diesem Versuche so ausgeführt wird, daß der Farbton unverändert

bleibt, tritt das Weiß zurück und die Buntheit[7]) immer mehr hervor. Diese Buntheit erreicht dabei ein Maximum, denn durch das Einengen entsteht schließlich eine so große Schwarzverhüllung, daß die Buntheit wieder verschwindet.

Es läßt sich nun zeigen, daß das Maximum an Buntheit empfindungsgemäß ungefähr, reizmetrisch[8]) dagegen genau dann erreicht wird, wenn diese Einengungsgrenzen gerade bei Gegenwellenlängen[9]) liegen: Die Gesamtheit aller eben beschriebenen Farben mit je zwei senkrechten Grenzen, die von 0 auf 100 Proz. laufen, nennt man Optimalfarben und speziell diejenige mit idealer Buntheit die Vollfarbe.

Optimalfarben sind also solche, deren Remissionskurve nur Sprünge von 0 auf 100 Proz., und zwar nur zwei davon besitzen. Sie sind bei gegebenem Weißgehalt die hellsten Körperfarben.

Das physikalische Korrelat der Ostwaldschen Maßzahlen

Fig. 4 (*a*) stellt die Remissionskurve einer Pigmentfarbe dar. Es ist im allgemeinen mög-

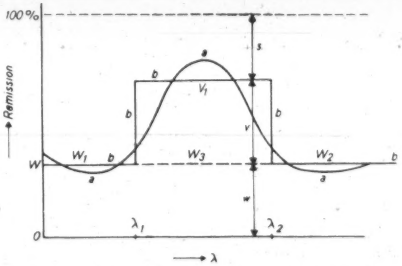


Fig. 4. Ostwaldsche Bestimmungsmethode des Schwarz.

lich, eine zweite Remissionskurve (*b*) zu konstruieren, die folgende Eigenschaften besitzt (2):

1. Das so entstehende Pigment (*b*) sieht trotz verschiedener physikalischer Zusammensetzung ebenso aus wie *a*, d. h. die Pigmente *a* und *b* sind metamer.
2. Die Kurve (*b*) besitzt eckige Form. Sie enthält einen horizontalen niedrigen Teil W_1 W_2 und einen erhöhten Teil V_1 mit gleichmäßiger Remission.
3. Die Grenzen λ_1 und λ_2 des erhöhten Teiles V_1 liegen bei Gegenwellenlängen.

7) Über deren physikalisch reizmetrische Definition siehe später.

8) Was das heißt, wird später erläutert (S. 55).

9) Gegenwellenlängen sind solche, deren Strahlungen in gewissem Verhältnis gemischt Weiß ergeben.

Die idealisierte Kurve *b* kann nun folgendermaßen interpretiert werden:

Der Kurventeil W_1 und W_2, vervollständigt durch den gestrichelten Teil W_3, stellt ein Sockelweiß dar. Die Menge kann durch die Ordinate *w* charakterisiert werden. Der Kurventeil V_1 kann aufgefaßt werden als abgedunkelte Vollfarbe. Die Vollfarbe ist nämlich nicht mit voller Intensität vertreten, sondern nur mit dem Betrage *v*. Der gesamte Kurvenzug $W_1 + V_1 + W_2$ stellt die additive Mischung von $w + v$ dar. Der Ordinatenteil *s* endlich gibt das Sockelschwarz des Gesamtkurvenzuges an. *s*, *v* und *w* sind nun die Bestimmungsstücke des Ostwaldschen Systems. Sie besitzen die Eigenschaft, daß

$$s + v + w = 1 \qquad (1)$$

ist. Dabei finden wir, daß die Ostwald-Bestimmungsstücke *s* das Sockelschwarz und *w* das Sockelweiß des idealisierten Kurvenzuges darstellt. Es ist zu beachten, daß das Sockelschwarz und -weiß von *a* dagegen von diesen Werten verschieden ist.

Die Gleichung (1) setzt uns nach dem oben Dargelegten in den Stand, eine anschauliche

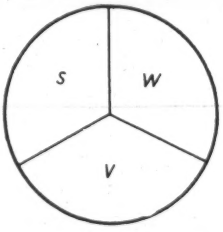


Fig. 5. Der Farbenkreisel (schematisch)

Deutung für die drei Ostwald-Maßzahlen anzugeben. Sie stellen, wie wir schon oben sagten, die sog. anteiligen Komponenten auf einem Farbkreisel dar (Fig. 5). Man nennt sie daher den Weiß-Schwarz- und Vollfarbenanteil.

Auf den Kreisel sind als Sektoren Schwarz, Weiß und Vollfarbe aufgebracht. Die Sektoren besitzen die Winkel *s*, *w* und *v* obiger Gleichung. Der Vollkreis wird gleich 1 bzw. 100 Proz. gesetzt. Läßt man den Kreisel rotieren, so erhält man den Eindruck der Farbe Fig. 4a oder b.

3. Gewisse Nachteile des Ostwaldschen Systems

Diese an sich außerordentlich anschauliche und daher so wertvolle Maßzahlentriade von Ostwald besitzt nun, abgesehen von der abweichenden und nicht

ganz einwandfreien Bestimmungsmethode Ostwalds (3), folgende Nachteile:

I. Die Schwarz- und Weißanteile stellen nicht die wahren Anteile dar. Der Grund dafür ist der, daß schon die Vollfarbe weiß- und schwarzverhüllt ist, wie wir später zeigen werden. Um die wahren Anteile zu bekommen, müßte man zu s und w die entsprechenden Werte der Vollfarbe (multipliziert mit dem Sektor v) hinzufügen und den v-Sektor durch einen kleineren ersetzen, wobei jetzt an Stelle der Vollfarbe eine weder schwarz- noch weißverhüllte zu setzen wäre. Vorerst sind diese Werte nicht bekannt. Wir kommen hierauf noch genauer zurück.

II. Ein weiterer Nachteil der Ostwaldschen Koordinaten besteht darin, daß man als farbigen Anteil die Vollfarbe wählt. Obwohl die Vollfarbe sehr wohl definiert ist – sie ist nämlich die Körperfarbe maximaler Buntheit unter denjenigen gleicher farbtongleicher Wellenlänge –, besitzt sie doch keine große Anschaulichkeit. Das liegt einmal daran, daß eine Vollfarbe als Körperfarbe praktisch nicht realisiert werden kann. Ferner sagt man, sie sähe bunter als jede noch so gesättigte Körperfarbe (Ostwald) aus, man kann sich aber keine Vorstellung davon machen, um wieviel bunter sie ist.

III. Mit Hilfe des alten Ostwaldschen Systems lassen sich eine Reihe von Farben — es handelt sich um die Optimalfarben, die einen weiteren oder engeren Spektralbereich besitzen als die Vollfarben, ferner um gewisse schwache Abdunklungen dieser Optimalfarben — nicht mehr mit positiven Ostwald-Maßzahlen darstellen, vielmehr muß man zu negativen Schwarz- und Weißanteilen greifen. Es muß indessen zugegeben werden, daß diese von Luther so benannten Fehlfarben als Pigmente in der Natur nur sehr selten vorkommen. Nach Luther ist die Farbe des Smaragd eine Fehlfarbe (4). Auch Filter sehr engen Spektralbereiches gehören hierher.

4. Erweiterung des Ostwaldschen Systems

Diese Nachteile des Ostwaldschen Systems lassen sich grundsätzlich beheben.

Man hat in der Vollfarbe das Schwarz und Weiß festzustellen und die entsprechenden Werte den Ostwaldschen Schwarz- und Weißanteilen hinzuzufügen. Die Vollfarbe ist durch eine solche Farbe zu ersetzen, die in Wahrheit kein Schwarz und kein Weiß mehr enthält. Diese Farbe sähe noch bunter aus als die Vollfarbe. Wir kommen auf diese Weise zu einer monochromatischen Farbe und eliminieren dadurch gleichzeitig die Unanschaulichkeit der Vollfarbe.

Nun wird man einwenden:

Eine Spektralfarbe ist keine Körperfarbe. Hiergegen darf gesagt werden: Auch die Vollfarbe existiert normalerweise als Körperfarbe nicht; wollte man sie realisieren, müßte man sie aus einem Spektrum herausblenden [wie es Rösch (5) tat] und das durch additive Mischung dieses Spektralbereiches entstehende Licht auf eine Projektionswand werfen. Man müßte ferner dafür sorgen, um diesem farbigen Fleck das Aussehen einer Körperfarbe zu geben, daß er eine weiße Umgebung bekommt, deren Leuchtdichte gleich ist derjenigen, die entsteht, wenn man das Gesamtspektrum auf eine gleichgroße Fläche projiziert, die der farbige Fleck einnimmt. Man vergleiche hierzu das über die Entstehung der Schwarzverhüllung eingangs Gesagte[10]). Die Spektralfarbe kann in entsprechender Weise gewissermaßen als sehr enge Optimalfarbe dargestellt werden.

Ein zweiter Einwand ist, daß ein nur monochromatisches Licht reflektierendes Pigment wegen des besonders hohen Einengungsschwarzgehaltes schwarz aussieht. Dem kann nach dem eingangs Erörterten sehr einfach dadurch begegnet werden, daß man die Helligkeit der Spektralfarbe in folgender Weise steigert: Wählt man in weißer Umgebung die Intensität der Spektralfarbe durch besondere Projektionseinrichtungen so, wie sie in dem Weißspektrum der Umgebung vorkommt, so erscheint sie schwarz. Steigert man ihre Intensität, ohne die Helligkeit der Umgebung zu ändern, so verliert die Farbe die Schwarzverhüllung und bei bestimmter Helligkeit, die aber noch unter derjenigen der weißen Umgebung liegt, ist die Schwärzlichkeit völlig verschwunden. Wir wählen nun das monochromatische Licht auf unserem Sektor in dieser ausgezeichneten Helligkeit, bei deren Überschreiten andererseits ein Leuchten des Spektrallichts auftreten würde.

Diese Spektralfarbe läßt sich natürlich nun nicht, wie schon aus dem Obigen zu sehen ist, als

10) Zweckmäßig wäre es, der weißen Umgebung noch einige Gegenstände hinzuzufügen, welche gleichzeitig mit ihr beleuchtet werden. Man erhält auf diese Weise eine „normale" Umgebung, die bei späteren eingehenden Versuchen genormt werden müßte. Wir wollen im folgenden der Kürze halber immer nur von der weißen Umgebung allein reden.

Pigment auf den Kreisel aufbringen. Man kann den Sektor etwa so realisieren, wie es auf S. 44 geschah, oder dadurch, daß man ihn aus dem Kreisel ausspart und das System von hinten mit spektralem Licht entsprechender Helligkeit beleuchtet. An sich ist es aber einerlei, wie man das System realisiert. Da die Spektralfarben die gesättigsten Farben darstellen, welche realisierbar sind, so kann man sie praktisch als Nullpunkt für die Weißbestimmung ansehen. Wir wollen den Weißanteil, der von hier aus gerechnet wird, den wahren Weißanteil nennen. Gegen diese Ausdrucksweise kann eingewandt werden, daß die Spektralreize verschieden gesättigt empfunden werden (6). Man müßte das im Spektralreiz noch vorhandene Weiß bestimmen und diese Werte noch in Rechnung setzen. Da dies vor der Hand noch nicht geschehen ist, vielleicht auch niemals möglich sein wird, halten wir unsere Methode der Weißbestimmung, die übrigens — wie sich später herausstellt — auf die alte klassische zurückgeht, vorläufig für die praktisch einzig mögliche. Es liegt uns in dieser Arbeit eben daran, uns so weit wie möglich dem natürlichen Nullpunkt des Schwarz- und Weißanteils zu nähern.

Die Sektoren Schwarz s und Weiß w stellen also nunmehr die wahren Schwarz- und Weißanteile der Vollfarbe dar und es sei nochmals hinzugefügt: der Sektor v gibt uns einen wohldefinierten — und es will uns scheinen, auch anschaulicheren — Buntanteil an als die Vollfarbe.

Es läßt sich zeigen, daß ein solches System nunmehr alle Körperfarben durch positive Maßzahlen darstellt. Im Laufe unserer weiteren Betrachtungen wird das noch deutlicher werden.

5. Die Verwirklichung des neuen Systems

Wir rufen uns einige Tatsachen aus der Farbenlehre ins Gedächtnis zurück:

1. „Unter Farbreiz wird die physiologische Wirkung verstanden, die eine Strahlung des sichtbaren Spektralbereiches in der im Normalzustand befindlichen Stelle des deutlichen Sehens (Netzhautgrube, Fovea centralis) im farbnormalsichtigen Auge auslöst (7)."

2. Gleich aussehende, aber verschieden physikalisch zusammengesetzte Farben nennt man metamer.

3. Die Graßmannschen Gesetze:

I. Gleich aussehende Farbreize (nach 1. unter Umständen verschiedener physikalischer Zusammensetzung) verhalten sich bei additiver Mischung in Hinsicht auf das resultierende Aussehen dieser Mischung als gleichwertig.

II. „Zur Kennzeichnung eines Farbreizes sind drei voneinander unabhängige Größen notwendig und hinreichend (8)."

III. „Alle Farbmischreihen sind stetig (8)."

4. Bekanntlich[11]) stellt man die Farbreize geometrisch in Analogie zur Newtonschen Schwerpunktskonstruktion dar: Ist eine Farbe F durch Eichfarben, z. B. die drei Normalreize (X, Y, Z, die von der IBK. festgelegten Eichreize), additiv ermischbar, so legt man den Farbort in einem Dreieck folgendermaßen fest: Man hängt an die Ecken des Dreiecks die sogenannten Farbreizgewichte, d. h. Gewichte, welche den Mengen (x, y, z) der drei Normalreize (X, Y, Z), die man zu mischen hat, um die Farbe F zu erhalten, gleich sind. Dann ist derjenige Punkt des Dreiecks der gesuchte Farbort, bei dessen Unterstützung sich das Dreieck im Gleichgewicht befindet. Die Reizgewichte nennt man auch die Normalreizbeträge (x, y, z). Die Einheiten der drei Normalreize werden so gewählt, daß sie zu gleichen Teilen gemischt Unbunt ergeben. Liegt der Unterstützungspunkt außerhalb des Dreiecks, so müssen einige der Gewichte negativ, d. h. der Schwerkraft entgegen, wirken. Man spricht in diesem Falle von uneigentlicher Mischung. Vgl. Fig. 6.

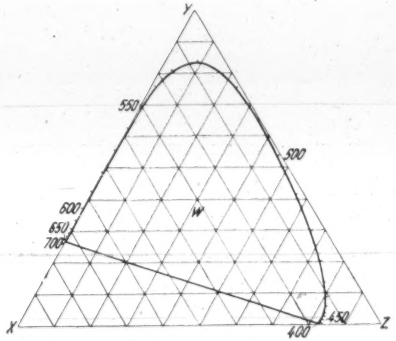


Fig. 6. Farbendreieck nach Din 5033. (9).

5. Da das Gleichgewicht erhalten bleibt, wenn man bei der Mischung, die zu F führt, die Normalreizbeträge (x, y, z) mit dem gleichen Faktor multipliziert, so bildet F den Farbort aller Farben, die auseinander durch bloße Aufhellung bzw. Verdunklung hervorgehen (Farben gleicher Reizart).

6. Die Summe der drei Normalreizbeträge ($\bar{x} + \bar{y} + \bar{z}$) bildet jeweils das Farbgewicht oder die Reizsumme der Farbe F selbst.

7. Die Gewichte der drei Normalreizbeträge ($\bar{x}$, $\bar{y}$, $\bar{z}$) kann man so transformieren, daß zwar ihr Verhältnis das gleiche bleibt, daß ihre Summe aber gleich 1 ist. Die so entstehenden Gewichte sind gleichzeitig die Dreieckskoordinaten oder die sogenannten Normalreizanteile (x, y, z).

8. Aus 5. und 7. folgt noch einmal, daß alle Farben gleicher Normalreizanteile (x, y, z), aber verschiedener indessen proportionaler Normalreizbeträge ($\bar{x} = ax$, $\bar{y} = ay$, $z = az$) den gleichen Farbort besitzen. Sie unterscheiden sich nur durch ihre Helligkeit.

11) Wir halten uns an die Bezeichnung des Normenblattes DIN 5033 und an diejenige von Luther und Richter.

9. Im Farbendreieck zeichnet man die sogenannten Spektralfarbenkurve (Fig. 6), welche die Orte der Farben des äquienergetischen Spektrums verbindet. Die hierfür bestimmten, diesen Dreiecksorten zugrunde liegenden Normalreizbeträge (x, y, z) sind im Normenblatt DIN 5033 festgelegt, und sie bilden gleichzeitig die drei Ordinaten der Normalreizkurven für das äquienergetische Spektrum $(x_\lambda, y_\lambda, z_\lambda)$; vgl. Fig. 7.

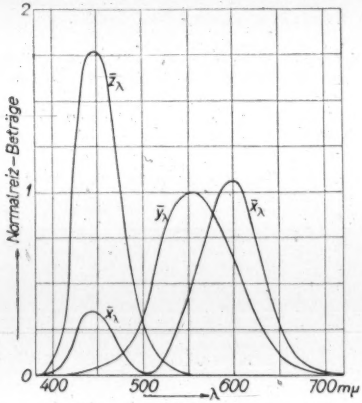


Fig. 7. Die Normalreizbeträge der Spektralfarben nach DIN 5033 (10).

10. Verbindet man den Unbuntpunkt W (seine Normalreizanteile und Normalreizbeträge sind untereinander gleich, $(x = y = z,\ \bar{x} = \bar{y} = \bar{z})$ mit irgendeinem Farbort F, so heißt die Verbindungslinie die leukozentrische Hebellänge l.

11. Multipliziert man diese leukozentrische Hebellänge mit dem Farbgewicht, d. h. der Reizsumme $x + y + z$ von F, so erhält man das leukozentrische Farbmoment M_F.

12. Auf der Verbindungslinie zweier Farborte F_1 und F_2 liegen die Farborte F, welche durch additive Mischung der Farben, die durch F_1 und F_2 repräsentiert werden, entstehen. Die Lage der resultierenden Farborte wird durch die Hebelbeziehung bestimmt, wobei die Hebelarme FF_1 und FF_2 und die Gewichte die jeweiligen zur Mischung kommenden Farbmengen oder Reizsummen

$$x_{F_1} + y_{F_1} + z_{F_1}$$

und

$$x_{F_2} + y_{F_2} + z_{F_2}$$

darstellen.

13. Insbesondere betrachtet man die Farbe F, da sie auf der Verbindungslinie des Unbuntpunktes (W) und einem Punkt der Spektralfarbenkurve λ_f, der farbtongleichen Wellenlänge, liegt, als additive Mischung von Weiß und reinem Spektrallicht. Die Leuchtdichte der Farbe F bezeichnen wir mit $\mathfrak{H}_F$. Diese setzt sich demnach zusammen aus der wie eben beschriebenen Mischung von $\mathfrak{H}_W$, der Leuchtdichte am Unbunt, und $\mathfrak{H}_{\lambda_f}$, der Leuchtdichte des reinen Spektrallichtes. Also gilt

$$\mathfrak{H}_F = \mathfrak{H}_W + \mathfrak{H}_{\lambda_f}.$$

$\mathfrak{H}_{\lambda_f}$ nennt man die Leuchtdichte des Spektralreizanteils der Farbe F. Die spektrale Farbdichte ist definiert durch

$$p = \frac{\mathfrak{H}_{\lambda_f}}{\mathfrak{H}_F} = \frac{y_\lambda\,(\nu = {}^1\!/_3)}{y\,(y_\lambda = {}^1\!/_3)},$$

wobei y_λ der zweite Normalreizanteil von der Spektralstrahlung bei λ_f und y der zweite Normalreizanteil der Farbe F ist. Diese Beziehung ergibt sich einmal aus geometrischen Überlegungen, dann aber insbesondere daraus, daß der zweite Normalreizbetrag y proportional der Leuchtdichte $(\mathfrak{H}_F)$ der Farbe ist. Die beiden anderen Normalreizbeträge x und z tragen beim IBK.-System zur Helligkeit nicht bei.

14. Um die drei Bestimmungsstücke einer Farbe, λ_f, $\mathfrak{H}_F$ und p, festzustellen, verfährt man folgendermaßen:

a) Man bestimmt die Lichtfunktion φ_λ der zu untersuchenden Farbe, d. h. die Abhängigkeit der von der Farbe herkommenden Energie von λ. Bei Körperfarben ist

$$\varphi_\lambda = \varepsilon_\lambda \cdot E_\lambda,$$

wobei ε_λ die Remissions-[12]) bzw. die Durchlässigkeitsfunktion darstellt und E_λ die spektrale Energieverteilung der beleuchtenden Lichtquelle. Wir bilden die Werte

$$\varphi_\lambda \cdot \bar{x}_\lambda\ ;\quad \varphi_\lambda \cdot \bar{y}_\lambda\ ;\quad \varphi_\lambda \cdot \bar{z}_\lambda,$$

wobei $\bar{x}_\lambda$, $\bar{y}_\lambda$, $\bar{z}_\lambda$ die unter 9. beschriebenen Normalreizkurven darstellen. Die Größen

$$x_F = \int_{380\,m\mu}^{780\,m\mu} \varphi_\lambda \cdot \bar{x}_\lambda \cdot d_\lambda\ ; \qquad y_F = \int_{380\,m\mu}^{780\,m\mu} \varphi_\lambda \cdot \bar{y}_\lambda \cdot d_\lambda\ ;$$

$$z_F = \int_{380\,m\mu}^{780\,m\mu} \varphi_\lambda \cdot \bar{z}_\lambda \cdot d_\lambda$$

sind dann die Normalreizbeträge x_F, y_F, z_F der Farbe F. Nach 7. und 13. ermitteln wir daraus x, y, z und aus diesen Werten λ_f, $\mathfrak{H}_F$ und p und zur Anschaulichkeit $\mathfrak{H}_W$ und $\mathfrak{H}_{\lambda_f}$.

Für Pigmentfarben wird die Helligkeit gleich dem sogenannten Remissionsgrad gesetzt. Man versteht darunter die Leuchtdichte, bezogen auf diejenige eines reinen Weiß als Einheit.

b) Bestimmung mit Hilfe des Dreifarbenmischapparates. In ihm legt man das Mischungsverhältnis dreier gegebener Farben fest, durch welches wir eine Farbe gleichen Aussehens erhalten wie die des Prüflings. Die Orte der drei festen Farben sind im Dreieck ein für allemal bestimmt. In dem so entstehenden (im alten Dreieck liegenden) neuen Dreieck bestimmen wir den Ort nach der Newtonschen Schwerpunktskonstruktion. Dieser ist dann gleichzeitig der Ort im alten Dreieck. Auch die übrigen Bestimmungsstücke werden entsprechend festgelegt.

12) Die Remissionskurve hat als Abszisse die Wellenlänge, als Ordinate den spektralen Remissionsgrad. Der spektrale Remissionsgrad ist das Verhältnis der von der Farbe zurückgestrahlten Energie zu derjenigen einer weißen Fläche. Ähnliches gilt für die Durchlässigkeitskurve.

c) Das Helligkeitsverfahren. Es beruht darauf, daß man die Empfindlichkeit eines Meßinstrumentes (Auge, Photozelle) den drei Normalreizkurven (vgl. 9) angleicht. Man erhält dabei z. B. mit Hilfe der Dresler-Zellen direkt die Normalreizbeträge einer Farbe.

d) Es gibt noch mehrere weitere Bestimmungsmethoden, unter denen insbesondere die Methode von Rösch hervorgehoben zu werden verdient (11). Eine sehr eingehende und vollständige Zusammenstellung aller Methoden finden wir bei Richter (12).

15. Anstatt der erwähnten Normalreizeinheiten kann man auch drei Reizmengen als Einheiten so wählen, daß deren Helligkeiten gleich sind. Auf diese Weise entsteht ein Farbendreieck, in dem der Unbuntpunkt im allgemeinen nicht mehr im Schwerpunkt liegt, da Weiß seltener entsteht, wenn drei gleich helle Farben gemischt werden. Auch die Orte der anderen Farben, ferner die Farbmomente werden verändert. Wir wollen nicht untersuchen, wie ein solches Dreieck aus dem alten abgeleitet werden kann, für uns ist es nur wissenswert, daß es grundsätzlich möglich ist (13). Die leukozentrischen Farbmomente im neuen Dreieck sind hier die Produkte aus leukozentrischen Hebellängen und der Helligkeit (Leuchtdichte) der Farben.

16. Eine zweite Methode der geometrischen Darstellung von Farben ist die vektorielle. Die drei Normalreizbeträge werden als räumliche Vektoren addiert. Der so entstehende räumliche neue Vektor repräsentiert die neue Farbe. Diese Methode hängt indessen sehr eng mit der Newtonschen Schwerpunktskonstruktion zusammen. Wir werden ihr später noch begegnen.

17. Man unterscheidet gewöhnliche und anteilige additive Mischung. Die Definition der ersten ist bekannt. Sie entsteht z. B. beim Übereinanderprojizieren zweier Farben. Anteilige Mischung erfolgt z. B. auf dem Farbenkreisel. Die Summe der zu mischenden Farben ist dabei konstant und wird im allgemeinen gleich 1 gesetzt.

Wir wählen für unsere weiteren Betrachtungen vorerst nur die Farben ein und derselben farbtongleichen Wellenlänge. Bekanntlich liegen, wie auch aus unserer Vorbereitung hervorgeht, diese Farben im Farbendreieck auf einer Geraden, die den Unbuntpunkt U mit dem Punkt der farbtongleichen Wellenlänge λ_f verbindet. Zu allen diesen Farben gibt es, wie früher ausgeführt, die verschiedensten Aufhellungen und Abdunklungen.

In einem rechtwinkligen Koordinatensystem tragen wir nun nach Luther (14) als Abszisse die leukozentrischen Farbmomente M_F (siehe 11) dieser farbtongleichen[13]) Farben F (siehe 13) und als Ordinate ihre Helligkeiten $\mathfrak{H}_F$ (siehe 13) auf. Dabei wählen wir die Farbmomente und die Hebellängen l_F aus einem Dreieck, an dessen Ecken die Gewichte in Helligkeiten angehängt wurden (vgl. 15), so daß $M_F = l_F \cdot \mathfrak{H}_F$ wird.

In Fig. 8 ist ein Punkt F mit dem Farbmoment M_F und der Helligkeit $\mathfrak{H}_F$ dargestellt.

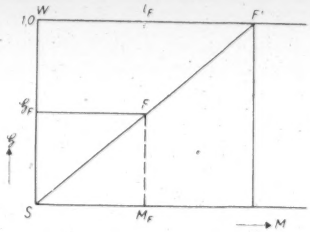


Fig. 8. Darstellung der Farbe im rechtwinkligen Koordinatensystem: leukozentrisches Farbmoment und Helligkeit.

Verbinden wir S mit F und verlängern bis zum Schnitt F' mit der Horizontalen durch $\mathfrak{H} = 1$ (Punkt W), so gilt

$$\frac{M_F}{WF'} = \frac{\mathfrak{H}_F}{1}$$

oder, da l_F die leukozentrische Hebellänge von F bedeutet,

$$\frac{l_F \cdot \mathfrak{H}_F}{WF'} = \frac{\mathfrak{H}_F}{1}$$

und daher

$$WF' = l_F . \qquad (1)$$

Faßt man also die Horizontale WF' als Schnitt durch ein Farbendreieck (mit Helligkeitseinheiten) auf und nennt W den Unbuntpunkt, so ist F' der Farbort von F in diesem Dreieck (15). (Vgl. Fig. 9.)

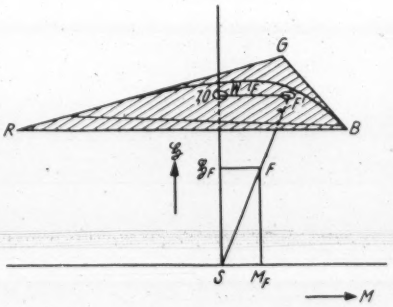


Fig. 9. Perspektivische Darstellung der Linie WF' als Schnitt durch ein Farbendreieck RGB.

[13]) Im folgenden verstehen wir unter farbtongleichen Farben solche derselben farbtongleichen Wellenlänge. Vgl. 13.

In unserem System seien zwei Farben F_1 und F_2 gegeben (Fig. 10). Wir fassen SF_1 und SF_2 als zwei Vektoren auf, die wir als solche addieren:

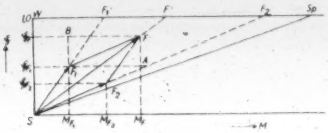


Fig. 10. Vektorielle Addition zweier Farben F_1 und F_2.

Das Resultat sei SF. Wie sich elementar zeigen läßt, ist F' der Ort der Mischung von F_1 und F_2.

18. Es ergibt sich in unserem neuen System, daß durch vektorielle Addition zweier Vektoren SF_1 und SF_2, die durch Verbindung der Farborte F_1 und F_2 mit dem S-Punkt entstehen, ein neuer Farbort F entsteht, der die additive Farbmischung von F_1 und F_2 darstellt.

Hierbei addieren sich die Momente:

$$M_{F_1} + M_{F_2} = M_F .$$

19. Verbindet man F_1 und F_2, so stellt F_1F_2 alle anteiligen additiven Mischungen dar aus F_1 und F_2 (vgl. 17), was sich ebenfalls elementar beweisen läßt (16).

Gegeben seien zwei Farben F_1 und F_2 mit den Farborten F_1' und F_2' im Farbendreieck. Sp sei der Dreiecksort der farbtongleichen Wellenlänge.

M_{F_1} ist das Moment von F_1

M_{F_2} ist das Moment von F_2.

Die Gewichte für F_1 und F_2 sind $\mathfrak{H}_{F_1}$ und $\mathfrak{H}_{F_2}$, da wir sie im Helligkeitsmaß messen.

$$\mathfrak{H}_{f_{f_1}} \quad \text{und} \quad \mathfrak{H}_{f_{f_2}},$$

ferner

$$\mathfrak{H}_{W_1} \quad \text{und} \quad \mathfrak{H}_{W_2}$$

sind Helligkeiten des spektralen und des unbunten Lichtes. Durch additive Mischung des Spektrallichtes und des Unbunt in diesen Helligkeiten kann man die Farben F_1 und F_2 metamer nachahmen (vgl. 13).

Dann gilt also:

$$\mathfrak{H}_{F_1} = \mathfrak{H}_{f_{f_1}} + \mathfrak{H}_{W_1} \tag{1}$$

$$\mathfrak{H}_{F_2} = \mathfrak{H}_{f_{f_2}} + \mathfrak{H}_{W_2} \tag{2}$$

Aus den Momentbeziehungen folgt ferner:

$$\left.\begin{aligned} M_{F_1} &= \mathfrak{H}_{F_1} \cdot WF_1' \\ M_{F_2} &= \mathfrak{H}_{F_2} \cdot WF_2' \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

Nach der Hebelbeziehung ergibt sich, wenn F_1 und F_2 als Gemisch von Spektrallicht und Weiß betrachtet wird:

$$\mathfrak{H}_{W_1} \cdot WF_1' = \mathfrak{H}_{f_{f_1}} F_1' Sp$$

$$\mathfrak{H}_{W_2} \cdot WF_2' = \mathfrak{H}_{f_{f_2}} F_2' Sp$$

oder unter Einbeziehung von Gleichung (1) und (2)

$$\mathfrak{H}_{F_1} WF_1' - \mathfrak{H}_{f_{f_1}} WF_1' = \mathfrak{H}_{f_{f_1}} F_1' Sp$$

$$\mathfrak{H}_{F_2} WF_2' - \mathfrak{H}_{f_{f_2}} WF_2' = \mathfrak{H}_{f_{f_2}} F_2' Sp$$

und daraus:

$$\mathfrak{H}_{F_1} WF_1' = \mathfrak{H}_{f_{f_1}} (F_1' Sp + WF_1')$$

$$\mathfrak{H}_{F_2} WF_2' = \mathfrak{H}_{f_{f_2}} (F_2' Sp + WF_2')$$

und nach Gleichung (3)

$$\frac{M_{F_1}}{M_{F_2}} = \frac{\mathfrak{H}_{f_{f_1}}}{\mathfrak{H}_{f_{f_2}}},$$

denn

$$F_1' Sp + WF_1' = WSp$$

und

$$F_2' Sp + WF_2' = WSp ,$$

das heißt aber:

20. Bei zwei Farben gleicher farbtongleicher Wellenlänge ist das Verhältnis der Momente gleich dem Verhältnis der Helligkeiten der spektralen Farbreizanteile (17).

Diese ganze Darstellungsweise der Farben geht auf Luther zurück (18), der mit ihrer Hilfe den sog. Pigmentfarbenreizkörper konstruierte. Zu diesem Zweck nahm er an, daß durch den Punkt W ($\mathfrak{H} = 1$) das 100 Proz. reflektierende Weiß und durch S ($\mathfrak{H} = 0$) das tiefste Schwarz repräsentiert wird. Es handelt sich hierbei um eine rein reizmetrische Darstellung. Da Luther indessen durch sein System nur Körperfarben darstellen wollte, muß man, um eine Vorstellung von ihnen zu bekommen, sie sich in normaler Umgebung (z. B. im Zimmer), zumindest aber, wenn wir sie künstlich erzeugen, mit einer weißen Umgebung denken, deren Leuchtdichte gleich 1 ist. Es muß ferner mit Nachdruck betont werden, daß bei der Beurteilung aller folgenden Probleme die Bewertung der Farben, insbesondere der Pigmentfarben, immer unter definierten normiertenVerhältnissen erfolgen muß. Insbesondere muß die Oberflächenbeschaffenheit der Farben einheitlich und günstig sein. Es darf unter keinen Umständen etwa eine Farbe mit glänzender Oberfläche mit einer solchen, die völlig diffus reflektiert, ohne weiteres verglichen werden. Man ist zwar in der Lage, solche Farben verschiedener „Erscheinungsweise" unter gewissen Umständen zu vergleichen. Darauf wollen wir

aber an dieser Stelle nicht eingehen. Ferner müssen die Beleuchtungsverhältnisse möglichst normal und übersichtlich gewählt werden usw.

Verbindet man in Fig. 11 einen Farbort F mit dem Schwarzpunkt S, und bewegt man die Farborte F auf dieser Linie, so erhalten wir als Repräsentanten aller so entstehenden Farben

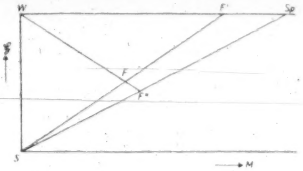


Fig. 11. Darstellung der reinen Schwarzverhüllung.

nur einen einzigen Dreieckspunkt F' im Farbendreieck. Das heißt auf SF' liegen alle Farben gleichen Farbtones und gleicher spektraler Farbdichte $p = \frac{\mathfrak{H}_{\lambda f}}{\mathfrak{H}_F}$ (siehe 13), aber verschiedener Helligkeit. Man spricht von Farben gleicher Reizart (vgl. 5 und 8).

Aus der reinen Helligkeitsänderung ergibt sich, daß die Remissionskurven der Farben auf SF' durch proportionales Herauf- oder Herabsetzen der Remissionsgrade irgendeiner der Kurven entstehen können. Mit anderen Worten: wir verändern gleichzeitig mit der Helligkeit das Sockelschwarz. Bewegt sich nun der Punkt von S nach F', so ist die Farbe zuerst Schwarz; je weiter sie nach F' rückt, um so mehr verliert sie an Schwarz. Wie wir aber früher (S. 45) sahen, muß es zwischen S und F' einen Punkt geben, an welchem die Farbe F jegliches Schwarz verloren hat, obwohl die Farbe an sich in ihrer Helligkeit noch weiter gesteigert werden kann. Erhöht man von F aus die Helligkeit noch weiter, so muß jetzt ein der Schwarzverhüllung der Pigmente entgegengesetzter Zustand eintreten. Die Farbe verliert das Aussehen einer Pigmentfarbe, sie beginnt selbst zu leuchten (wohlbemerkt wie immer in natürlicher Umgebung betrachtet). Um aber auch hierbei den Begriff Schwarzanteil beizubehalten, könnte man von einem negativen Schwarzanteil sprechen. Je mehr man diese selbstleuchtende Farbe (in normaler Umgebung) abdunkeln muß, d. h. je mehr man sich in Richtung $F'S$ bewegt, um das erste Schwarz zu bemerken, um so negativer war der Anteil der Farbe an Schwarz. Die selbstleuchtenden Farben besitzen nun natürlich keine Remissionskurven mehr. Wollte man diesen Begriff indessen beibehalten, was, wie wir später sehen werden, zweckmäßig ist, so würde das bedeuten, daß alle bzw. die meisten Teile der Kurven eine Remission größer als 100 besitzen, wir wollen solche Kurven Pseudoremissionskurven nennen.

Die ausgezeichnete Farbe F[14]), die also empfindungsgemäß nun kein Schwarz mehr enthält, kann zweckmäßig als Nullpunkt für die reizmetrische Schwarzbestimmung angesehen werden, und man kann, bei F beginnend, die Strecke FS in etwa 100 Teile einteilen. Jedem Punkt würde damit ein bestimmter Anteil Schwarz und ein bestimmter Anteil Farbe F zugeordnet sein. Da es sich um Anteile handelt (vgl. 17), können wir sie also auf dem Farbenkreisel darstellen. Der Punkt F selbst bedeutet, daß der Farbenkreisel voll mit schwarzfreier Farbe[15]) bedeckt ist, der Punkt S, daß der Kreisel nur Schwarz enthält. Liegt die Farbe auf der Mitte zwischen F und S, so enthält der Farbenkreisel zur Hälfte die Farbe F und zur Hälfte Schwarz. Nach allgemeiner Erfahrung wird dadurch, daß man zu einer Farbe einen Schwarzsektor hinzufügt, auch empfindungsgemäß eine Schwarzverhüllung beobachtet. Es liegen zwar für den Grenzfall, bei dem als Farbsektor die schwarzfrei empfundene Farbe F gewählt wird, keine unmittelbaren Erfahrungen vor. Wir glauben aber nicht fehlzugehen, wenn wir annehmen, daß auch hier ein hinzugefügter Schwarzsektor empfindungsgemäß Schwarzverhüllung erzeugt. Ist das der Fall, so kann man sagen, daß Empfindung und reizmetrische Bewertung hier parallel gehen. Betrachtungen über Emfindungsschwellen, die an sich hier und später ebenfalls notwendig wären, wollen wir vernachlässigen.

Bei Punkt W liegt das weiße Pigment der Helligkeit 1, es besitzt weder empfindungsgemäß noch reizmetrisch Schwarz.

Wenn wir nun Punkt F mit diesem Weißpunkt W verbinden und uns auf der entstehenden Geraden FW bewegen, so erhält man solche Farben, die eine anteilige additive Mischung der Farben W und F (Vektoren SW und SF) darstellen (vgl. 19). Auf dem Farbenkreisel werden also nur die Farben W und F aufgebracht. Ein Schwarzsektor kommt nicht hinzu. Auch hier gilt die allgemeine Erfahrung, daß ein zu einer Körperfarbe hinzugefügter Weißsektor natürlich zu keiner Schwarzverhüllung, aber auch nicht zu einem Leuchten Veranlassung gibt. Die Farbe kann zwar ihren Farbton etwas verändern (nicht natürlich die reizmetrisch zu bewertende farbtongleiche Wellenlänge), es tritt sonst aber nur Weißverhüllung auf. Wir glauben, daß wir diese

14) F ist, wie wir später sehen werden, keine Körperfarbe mehr. Man muß daher die Farbe künstlich auf den Kreisel aufbringen.

Erfahrung, wie oben, auch auf den vorliegenden Grenzfall übertragen dürfen. Korrekterweise müßte das indessen erst durch das Experiment erhärtet werden.

Genau, wie wir es uns beim Schwarz überlegt haben, könnte man nun auch WF so weit über F

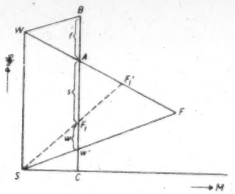


Fig. 12. Darstellung der Farbe F als Ort im Farbendreieck FWS

verlängern, bis die dadurch repräsentierten Farben F'' kein Weiß[15]) mehr enthalten. Wir sind auf diese Weise zur monochromatischen Farbe gewisser Helligkeit gelangt, F'' liegt auf der Geraden $SS\beta$, weil sie alle Spektralfarben enthält.

Das Dreieck FSW (Fig. 12) hat nun eine besondere Bedeutung (F sei jetzt eine beliebige Farbe):

Man kann es nämlich als ein Farbendreieck auffassen mit den in den Ecken angebrachten Gewichten s, w, f. Zu einem in seinem Innern gelegenen Punkt F_1 gelangt man in folgender Weise: Man geht von F auf der Dreiecksseite

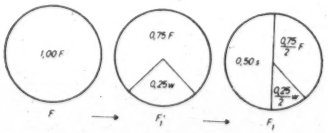


Fig. 13. Darstellung der Farbe F_1 (Fig. 12) durch Weiß- und Schwarzverhüllung auf dem Farbenkreisel.

FW nach F_1'. Dieser Punkt F_1' ist als anteilige Mischung von F und W aufzufassen. Von F_1' schreiten wir auf der Linie $F_1'S$ nach F_1, was einer reinen Schwarzverhüllung von F_1' gleichkommt und als anteilige Mischung von F_1' und Schwarz aufzufassen ist. Vergleiche ein Beispiel in Fig. 13 im Zusammenhang mit Fig. 12.

Wir erinnern uns an die Darstellung der Farben mit Hilfe der Newtonschen Schwerpunktskonstruktion und werden, ohne daß wir es genauer ausführen, erkennen, daß die nach Fig. 12 beschriebene Bestimmung des Punktes F_1 auf diesem Verfahren beruht. Die Grundgewichte stellen ein Schwarz, d. h. schwarze Körperfarbe (schwarzer Körper), ferner ein Weiß (z. B. für Pigmente durch eine 100prozentig reflektierende weiße Fläche oder für Filter durch eine absolut durchlässige Glasplatte) und endlich eine Farbe F (als ein Pigment oder Filter ebenso beleuchtet wie das Weiß) dar. Ist F_1 der Unterstützungspunkt, so herrscht Gleichgewicht, wenn man an die entsprechenden Ecken die Gewichte s, w und f hängt. Die Gewichte sind gleichzeitig die Dreieckskoordinaten, so daß ihre Summe gleich 1 ist. Auf diese Weise entsprechen sie den Sektoren des Farbenkreisels. Die Einheiten der Gewichte sind also hier nicht Helligkeiten, sondern werden durch die Vollsektoren repräsentiert.

Es läßt sich nun leicht beweisen [vgl. Luther (19)], daß man die Anteile w, s, f geometrisch dadurch erhalten kann, daß man durch F_1 (Fig. 12) eine Parallele zu SW und durch W

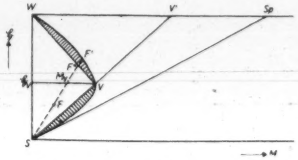


Fig. 14. Schnitt durch den Lutherschen Farbenkörper.

eine solche zu SF zieht. AB ist dann f, $AF_1 = s$ und $F_1W' = w$.

Nun kann man sich den Teil des Lutherschen Systems abgrenzen, in dem alle Körperfarben (eines bestimmten Farbtons) liegen (20). Wir suchen zu diesem Zweck erst einmal die Orte der Optimalfarben. Die Bestimmung geschieht am zweckmäßigsten mit einer von Luther (21) angegebenen und von Richter (22) dem IBK.-System angepaßten Methode, auf die wir nicht näher eingehen wollen. Nehmen wir an, wir hätten die sämtlichen Optimalfarben gleichen Farbtons gefunden, dann tragen wir sie, da wir ihre Helligkeiten, ihre Hebelarme und damit die Momente kennen, in das Luthersche System ein (Fig. 14).

Wir erhalten eine Kurve, die durch den Weiß- und Schwarzpunkt geht und die in bezug auf die $\mathfrak{H}$-Achse für die Momente M ein Maximum an der Stelle V besitzt.

Wir erinnern uns, daß sich die Momente zweier Farben F_1 und F_2 wie die Spektralreizhelligkeiten $\mathfrak{H}_{\lambda f}$ verhalten (vgl. 19).

$$\frac{M_{F_1}}{M_{F_2}} = \frac{\mathfrak{H}_{\lambda f_1}}{\mathfrak{H}_{\lambda f_2}}.$$

15) Vgl. S. 49.

Diese Spektralhelligkeiten besitzen nun eine besondere Bedeutung (23). Je größer ihr Wert in einer Pigmentfarbe ist (immer nur beim Vergleich der Farben gleichen Farbtons), um so farbiger ist sie in reizmetrischer Hinsicht. Dort also, wo sich auf der Optimalfarbenkurve das Maximum befindet, liegt die bunteste Optimalfarbe, d. h. die Vollfarbe [vgl. 20 und S. 47 (24)].

Der Kurventeil VW enthält alle diejenigen Optimalfarben, deren Remissionsspektren weiter geöffnet sind als die der Vollfarbe. Die Momente und daher auch die Spektralreize bzw. deren Helligkeiten nehmen ab, weil die Farben immer weißer werden. Im Unbuntpunkt W ist das Moment gleich Null.

Die Farben des Kurvenanteils VS sind diejenigen Optimalfarben, deren Remissionsspektren enger sind als dasjenige der Vollfarbe V. Sie verlieren ebenfalls an Spektralreiz, aber aus einem anderen Grunde wie oben. Den Farben wird zwar immer mehr Weiß entzogen, denn ihre Farborte im Dreieck wandern zur Spektralkurve Sp, sie sollten also farbiger werden. Indessen verlieren sie an Helligkeit, weil ihre Spektralbereiche immer enger werden. Die Folge ist, daß sie immer dunkler werden und dadurch die Farbigkeit (bzw. Spektralreizhelligkeit) einbüßen (Einengungsschwarz).

Da die Optimalfarben die hellsten Farben gleicher Reizart darstellen, liegen alle anderen Pigmentfarben, die als Abdunklung dieser Optimalfarben anzusehen sind, innerhalb der Kurve WVS. WS selbst enthält die unbunten Pigmente, d. h. Weiß, Schwarz und die Grautöne.

Grundsätzlich (25) beruht nun das Ostwaldsche System darauf, daß man in dem Dreieck SWV die Farborte der zu untersuchenden Farben festlegt, denn Ostwald stellt ja, wie wir früher sahen, die Anteile an Schwarz, Weiß und Vollfarbe fest, wobei ihre Summe = 1 ist. Da die Dreieckskoordinaten, wie wir zeigten, gleichzeitig die Sektoren des Farbenkreisels darstellen, so ist das Ostwaldsche System also die metamere Nachmischung der Farben auf dem Kreisel aus Vollfarbe, Schwarz und Weiß aufzufassen.

Betrachten wir uns die Methode noch einmal in Fig. 14 genauer, so finden wir, daß ein Teil der Pigmentfarben außerhalb des Dreiecks liegt. Das in Betracht kommende Gebiet ist in der Fig. 14 schraffiert. Luther nennt diese Farben Fehlfarben (25). Man sieht leicht, daß solche Farben zum Teil negative Dreieckskoordinaten besitzen (vgl. 4), und zwar der schraffierte Teil zwischen WV negative Schwarzwerte und derjenige zwischen SV negative Weißwerte (vgl. den dritten Nachteil der Ostwald-Methode, S. 48).

Wir gehen nun von der allgemeinen Erfahrung aus, daß Körperfarben nicht den Eindruck des Selbstleuchtens machen. Es müßte indessen korrekterweise diese Erfahrung auch auf die Grenzgebiete, d. h. die Optimalfarben des Bogens WV ausgedehnt werden. Wir glauben aber, daß auch hierfür obiges Gesetz gilt, denn man kennt immerhin Filter, welche den Optimalfarben sehr nahe kommen und die nicht den Eindruck des Selbstleuchtens machen. Gehen wir von F'' zu F' über, so kann, da es sich um Pigmente handelt, in F' kein Selbstleuchten auftreten. Es handelt sich also beim Übergang um einen reinen Schwarzentzug. Man erkennt das umgekehrt auch daran, daß der Übergang von F' nach F'' so aufgefaßt werden kann, daß man den voll aufgezogenen Sektor F' durch einen Schwarzsektor teilweise ersetzt. Auf dem Farbenkreisel F'' (*a*) (Fig. 15) ist aber ein schwarzer Sektor nicht vorhanden, wenn man F'' als Punkt des Ostwaldschen Dreiecks WSV betrachtet. Durch Verkleinerung eines solchen Sektors kann

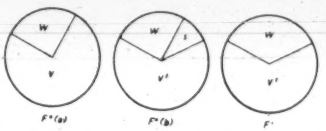


Fig. 15. Darstellung, warum die Vollfarbe Schwarz enthält.

also das Schwarz nicht entzogen werden. Aus dem Weiß W kann man das Schwarz ebenfalls nicht entnehmen, weil es keines besitzt. Daraus folgt aber, daß die Vollfarbe V reizmetrisch bezüglich des Ostwald-Dreiecks WSV keines, wohl aber empfindungsgemäß noch Schwarz enthalten muß. Im Grunde ist diese Schwarzverhüllung darin begründet, daß es außerhalb des Ostwald-Dreiecks noch Körperfarben, d. h. nicht selbstleuchtende Farben gibt. Dieses Schwarz läßt sich reizmetrisch in einem anderen Dreieck erfassen.

Man muß sich also die Vollfarbe V aufgeteilt denken in eine solche noch weiterer Aufhellung V' und einen schwarzen Sektor s [vgl. Fig. 15 F'' (*b*)].

Geht man von F'' (*b*) nach F' (Fig. 14 und 15), so verschwindet dieser s-Sektor und an seine Stelle tritt V' und W, wobei das Verhältnis von V'/W in F' gegenüber dem in F'' (*b*) nicht verändert wird.

Was bedeutet nun V'? Einmal nannten wir diese Farbe eine Aufhellung von V, d. h. sie liegt auf der Verlängerung von SV über V hinaus (Fig. 16). Da andererseits F' nach Fig. 15 nur aus V' und W besteht, so muß V' auf der Ver-

längerung von WF' über F' hinaus liegen. V' ist also der Schnittpunkt von SV und WF'.

F' ist als Pigment nicht selbst leuchtend, es besteht aus V' und W ohne Schwarz. Es fragt sich nun andererseits, ob V' etwa den Eindruck des Selbstleuchtens macht, da es ja außerhalb des Pigmentfarbenreizkörpers liegt. Nehmen wir

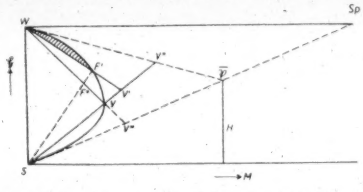


Fig. 16. Bestimmung des Schwarzanteiles der Vollfarbe.

an, es wäre der Fall, so müßte es auf SV' einen Punkt geben, der nicht mehr leuchtet. Diese Farbe wäre also schwarzfrei (empfindungsgemäß). Verbindet man ihn mit W, so wird SF' unterhalb F' geschnitten. Da der Schnittpunkt als Farbe aufgefaßt werden kann, die durch einen weißen und einen schwarzfreien Sektor entsteht, so ist sie ebenfalls schwarzfrei. (Vgl. das auf S. 53 Gesagte.) Gehen wir jetzt von diesem Schnittpunkt zu F' über, so wird eine empfindungsgemäß schwarzfreie Farbe aufgehellt. F' müßte also leuchten. Da F' eine Körperfarbe ist, so führt das zu einem Widerspruch. Daraus folgt aber, daß V' nicht leuchtet.

Wir haben also beim Übergang von V zu V' aus V Schwarz eliminiert. Mit anderen Worten: Die Vollfarbe V enthält Schwarz.

Es kann nun aber ganz analog gezeigt werden, daß die Farbe V' noch immer empfindungsgemäß Schwarz enthält, denn es existiert noch immer ein schraffierter Teil WF', der, bezogen auf die neue Farbe V' und das Dreieck $V'SW$, reizmetrisch negative Schwarzanteile für die im schraffierten Gebiet liegende Farbe bedingt. Die schraffierten Gebiete fehlen erst dann, wenn WF' in die Tangente an die Kurve WVS im Punkte W übergegangen ist. V'' ist alsdann aus der Vollfarbe dadurch entstanden, daß aus ihr ein gewisser Teil des noch in ihr empfindungsgemäß vorhandenen Schwarzanteils eliminiert wurde, ohne daß V'' ein Selbstleuchter, in normaler Umgebung betrachtet, geworden ist.

Es fragt sich nun, ob wir auf dem Wege von V nach V'' das gesamte Schwarz der Vollfarbe eliminiert haben. Es gelang zur Zeit noch nicht, den Beweis zu führen, daß das der Fall ist. Wir wissen auch nicht, ob der Beweis überhaupt ohne psychologische Versuche möglich ist.

Nehmen wir an, daß V'' wirklich kein Schwarz enthält, daß V'' also gerade auf der obenerwähnten Grenze zwischen Schwarzverhüllung und Leuchten läge, so würde die gesamte Gerade WV'' und deren Verlängerung ebenfalls keine Schwarzverhüllung zeigen, denn jeder Punkt von WV'' geht in den anderen über durch bloße Weißzumischung auf dem Farbenkreisel (vgl. S. 53).

Die Gerade WV'' wäre also als Ausgang für Schwarzmessungen wohl geeignet. Alle Punkte des Lutherschen Farbenkörpers innerhalb WS, der Geraden SV und der Kurve VW können als Farbenkreiselgemische irgendeiner Farbe der schwarzfreien Geraden WV'' mit Schwarz aufgefaßt werden, womit wir wieder zum reizmetrischen System zurückgekehrt sind.

Wir können nun für das Segment SV eine ganz ähnliche Überlegung wie für das Segment WV machen, wobei beim Übergang der Geraden SV in die Tangente SV'' aus der Vollfarbe alles Weiß[16]) eliminiert wird. Wie schon Luther (26) zeigte, geht diese Tangente auf die Spektralkurve Sp des Farbendreiecks WSp zu, denn die Gerade SV'' enthält die weißfreien Farben, d. h. die Spektralfarben verschiedener Helligkeit.

Aus WV'' und SV'' erhalten wir als Schnitt $\overline{\mathfrak{V}}$, einen besonders ausgezeichneten Punkt. Er stellt nämlich einmal eine reine Spektralfarbe dar wegen seiner Lage auf SSp, d. h. wir können ihn als weißfrei betrachten[16]). Das andere Mal ist seine Schwarzverhüllung gleich Null, wegen seiner Lage auf WV''. Dieser ausgezeichneten Farbe kommt eine ganz bestimmte Helligkeit H zu. Also Spektrallicht nur dieser ausgezeichneten Helligkeit in natürlicher Umgebung künstlich dargeboten, zeigt den Schwarzgehalt Null.

Wenn wir nun unsere Farben mit den Anteilen $\mathfrak{S}$, $\mathfrak{W}$ und $\mathfrak{V}$ aus dem Dreieck $WS\overline{\mathfrak{V}}$ bestimmen, so besitzen wir in $\mathfrak{W}$ und $\mathfrak{S}$ den wahren Weiß[16])- und Schwarzanteil, während, wie nunmehr leicht ersichtlich, die Weiß- und Schwarzanteile, die man aus dem Ostwaldschen Dreieck WSV erhielt, geringer sind als die wahren Werte, da die Vollfarbe bzw. der Sektor V noch Weiß und Schwarz enthält. Sollte nun V'' doch noch einen Rest von Schwarz enthalten, so haben wir durch unsere Methode immerhin einen Teil des Schwarz aus der Vollfarbe eliminiert. Der Schwarzanteil würde daher zwar noch nicht der wahre sein. Er würde aber dem wahren Anteil näher liegen, als wenn man die Vollfarbe V als Eckpunkt des Bestimmungsdreiecks,

16) Vgl. S. 49.

wie das im Ostwaldschen System der Fall ist, wählte. Am deutlichsten kommt das in der Vollfarbe V selbst zum Ausdruck. Im Dreieck VWS besitzt sie den Schwarzanteil Null, im Dreieck $\mathfrak{W}WS$ dagegen den von Null verschiedenen und dem wahren Schwarzgehalt näherkommenden Schwarzanteil $\frac{V''V}{V''S}$.

Andererseits ist der Weißanteil $\mathfrak{W}$ der wahre, denn durch den Übergang von V zu V'' würde aller Weißgehalt bis zur Spektralfarbe aus V eliminiert.

An Stelle der Vollfarbe V setzen wir eine Spektralfarbe $\overline{\mathfrak{V}}$ bestimmter Helligkeit, wodurch wir, wie eben auseinandergesetzt, den zweiten Nachteil, der Unanschaulichkeit der Vollfarbe, vermeiden (vgl. S. 48).

Nun haben wir bei all diesen Überlegungen mit Farben operiert, die außerhalb des Pigmentfarbenreizkörpers (SVW) liegen. Solche Farben sind also keine Pigmente mehr und besitzen keine Remissionskurve im wahren Sinne des Wortes, in der also alle Remissionen kleiner oder gleich 100 Proz. sind. Trotzdem können wir die Farben künstlich herstellen, so daß sie uns Pigmente vortäuschen. Wir wollen sie daher Pseudopigmente nennen. Da man, wie gesagt, bei ihnen nicht mehr von Remissionskurven sprechen kann, wollen wir die entsprechenden Kurven Pseudoremissionskurven nennen, wie wir früher schon sagten.

Die Remissionskurven der Farben auf der Geraden VW (der Fig. 16) haben die Form der

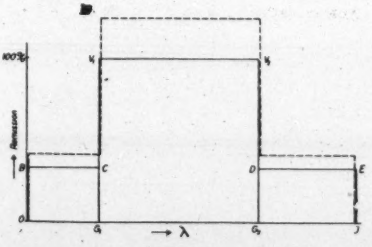


Fig. 17.

Fig. 17 ($OBCV_1V_2DEJ$ ausgezogene Kurve). Ostwald nennt diese Farben die Hellklaren, d. h. schwarzfreien Farben, allerdings nur „schwarzfrei" nach seiner Definition; in Wirklichkeit sind sie ja, wie wir zeigten, nicht schwarzfrei.

Eine Farbe F' auf der Oberfläche des Lutherschen Pigmentreizkörpers, die aus F'' durch Aufhellung hervorging (siehe noch einmal Fig. 16), besitzt als Optimalfarbe ein Remissionsspektrum (Fig. 18 ausgezogen), welches weiter geöffnet ist als das der Vollfarbe (G_1G_2 sind Gegenfarben, also Grenzpunkte für die Vollfarbe). Andererseits können wir ihr auch eine Pseudoremissionskurve zuordnen, indem wir die

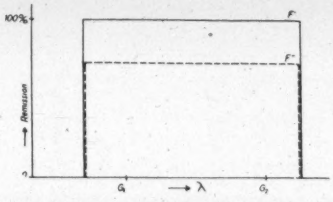


Fig. 18.

Remissionskurve von F'' (Fig. 17 $OBCV_1V_2DEJ$) überall um einen gewissen Faktor erhöhen. Die Kurve ist in Fig. 17 gestrichelt gezeichnet. Von $\lambda = G_1$ bis G_2 besitzt sie Pseudoremissionen, die größer sind als 100 Proz. Umgekehrt können wir die Remissionskurve von F'' (Fig. 17, $OBCV_1V_2DEJ$) auffassen als überall um den gleichen Faktor herabgesetzte Kurve der Optimalfarbe F' (F'', Fig. 18, gestrichelt). Es geben also folgende Farben paarweise gleiche Empfindungen (Metamere):

1. Die ausgezogene Kurve Fig. 17 und die gestrichelte Fig. 18.
2. Die gestrichelte Fig. 17 und die ausgezogene Fig. 18.

Die Pseudoremissionskurve von V'' (Fig. 16) hat die Form der Vollfarbe V, nur daß auch hier die Pseudoremissionen $>$ 100 Proz. geworden sind. Die Pseudokurven der Farben auf $V''W$ sind denen der Optimalfarben gleich und besitzen ebenfalls größere Pseudoremissionen als 100 Proz.

$\overline{\mathfrak{V}}$ selbst, das einen Optimalbereich sehr geringer Breite darstellt, hat sehr große Pseudoremission.

Wenn wir nun sagen, daß alle diese Pseudopigmente wirkliche Pigmente vortäuschen, so muß erklärt werden, wie man diese Täuschung hervorbringt.

Schon die Optimalfarben kommen als natürliche Pigmente nicht vor, man muß sie künstlich erzeugen. Man verfährt ähnlich wie Rösch, indem man aus einem Spektrum die betreffenden Bereiche herausblendet, das Licht wieder sammelt und auf eine weiße Wand projiziert. Diese Farbe wird mit einem Weiß des Gesamtspektrums umgeben. Die Leuchtdichte des Weiß entspricht derjenigen, die entsteht, wenn man das Gesamtspektrum auf einer gleichgroßen

Fläche sammelt, wie bei dem ausgeblendeten Spektrum. In ähnlicher Weise kann man die Pseudofarben erzeugen.

Man kann auch den Farbenkreisel zu Hilfe nehmen und die betreffenden Farben, wie eben, spektral erzeugen und sie von der Rückseite des Kreisels her durch den entsprechend ausgesparten Sektor hindurchschicken, oder auch auf einen entsprechend weißen Sektor des Kreises von vorn synchron mit dem Kreisel rotierend aufprojizieren.

Wir nehmen nun noch einmal vorübergehend für die folgenden Betrachtungen an, daß $W\overline{\mathfrak{V}}$ wirklich schwarzfrei sei. Falls dies nicht der Fall ist, denke man sich eine Gerade durch W gelegt, deren Winkel mit SW größer ist als Winkel $SW\overline{\mathfrak{V}}$. Die neue Gerade soll dann schwarzfrei sein. Alle Farben nun, die oberhalb der Geraden $W\overline{\mathfrak{V}}$ (Fig. 19) liegen, besitzen einen

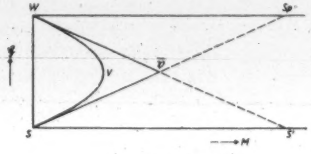


Fig. 19.

wirklich negativen Schwarzanteil d. h. diese Farben leuchten. Erst nach Überschreitung der Linie $W\overline{\mathfrak{V}}$ beginnen sich die Farben schwarz zu verhüllen und daher Pigment- bzw. Pseudopigmentcharakter anzunehmen.

Man kann also sagen: Oberhalb $W\overline{\mathfrak{V}}$ liegen die Selbstleuchter (u. a. gewöhnliche Lichtquellen), wie sie in gewöhnlicher Umgebung im Hellraume aussehen.

Zwischen den Schenkeln des Winkels $W\overline{\mathfrak{V}}S$ und der Kurve WVS liegen die Pseudopigmente, d. h. also mit Hilfe von Kunstgriffen herzustellende Farben, die in normaler Umgebung Pigmente vortäuschen können, und deren Pseudoremissionskurven zum Teil oder überall höhere Werte als 100 Proz. annehmen.

Zwischen der Kurve WVS und WS liegen die reellen Pigmente, welche eine Remissionskurve besitzen, deren Ordinaten alle $\leqq$ 100 Proz. betragen. In der Nähe der Kurve WVS befinden sich indessen diejenigen Pigmente, die sich praktisch durch Anstriche oder Filter nicht verwirklichen lassen, weil Pigmente mit solchen Remissionskurven nicht existieren. Man kann sie daher nur durch künstliche Beleuchtungseffekte erzeugen.

SSp stellt die reinen Spektralfarben dar, und zwar unterhalb $\overline{\mathfrak{V}}$ bis kurz vor S als Pseudopigmente, in S als reelles Pigment (= unendlich dunkle Spektralfarbe = schwarzer Körper). Oberhalb $\overline{\mathfrak{V}}$ auf SSp liegen die monochromatischen Lichtquellen.

Unterhalb SSp können keine reellen Farben mehr liegen. Alle Farben unterhalb und rechts von $S\overline{\mathfrak{V}}Sp$ sind virtuell. Man kann mit ihnen rechnen und ihnen gewisse Eigenschaften zusprechen. Es ist aber unmöglich, sie zu realisieren und sich von ihnen irgendwelche Vorstellung zu machen. Zu ihnen gehören u. a. die Eichreize an den Ecken des Farbendreiecks für den Fall, daß die Spektralkurve ganz im Innern des Dreiecks liegt. Der rote und blaue Eichreiz des IBK.-Systems sind besonders unanschaulich, denn sie besitzen die Helligkeit 0, tragen aber trotzdem zur Farbgebung mit bei. Da auch sie unterhalb der Linie $S\overline{\mathfrak{V}}Sp$ liegen, besitzen sie eine höhere Sättigung als die Spektralfarben. Darauf beruht ihre virtuelle Eigenschaft, trotz großer Dunkelheit färben zu können.

Für uns besitzt die Abszisse des Lutherschen Systems noch einiges Interesse. Die Helligkeit der Farben, die auf dieser Linie liegen, ist gleich 0, sie sollten also Schwarz sein. Da (Fig. 19) der Schnitt S_1 mit der $W\overline{\mathfrak{V}}$-Verlängerung der Abszisse angehört, ist seine Helligkeit gleich 0. Als Punkt der schwarzfreien Geraden $W\overline{\mathfrak{V}}$ ist er nicht schwarz. Wir haben also auch hier wieder, ähnlich wie beim Blau- und Rotreiz des IBK.-Systems, an der Farbe zwei widersprechende Eigenschaften entdeckt. Man wird mit diesem Widerspruch versöhnt, wenn man bedenkt, daß die Farbe ein außerordentlich hohes Farbmoment und daher sehr hohen Spektralreiz besitzt. Von S_1 bis S nimmt der Schwarzgehalt zu und das Moment entsprechend ab.

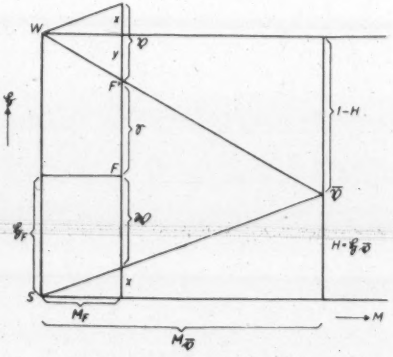


Fig. 20. Ableitung der Formeln für die Berechnung der Dreieckskoordinaten $\mathfrak{V}$, $\mathfrak{W}$ und $\mathfrak{S}$.

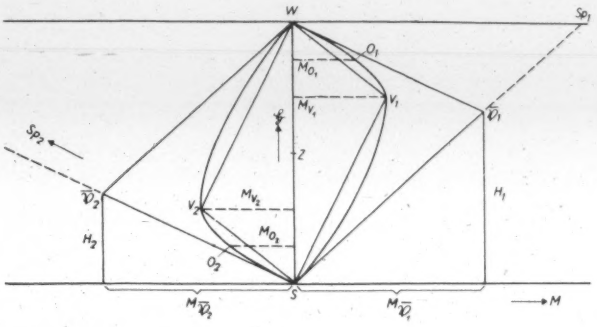


Fig. 21. Berechnung von H.

Den analytischen Ausdruck für die Berechnung der Pigmentfarbenpunkte im Dreieck $SW\overline{\mathfrak{V}}$ gewinnt man in Analogie zu einer gleichen Ableitung im Ostwald-Dreieck nach Richter (27) folgendermaßen:

In Fig. 20 sind $\mathfrak{W}$, $\mathfrak{S}$ und $\mathfrak{V}$ die Dreieckskoordinaten für den Punkt F (vgl. Fig. 12). F ist ein beliebiger Punkt innerhalb oder auf der Oberfläche des Pigmentreizkörpers (WVS).

Es ergibt sich:

$$\mathfrak{W} = \mathfrak{H}_F - x \qquad (1)$$

$$\frac{x}{H} = \frac{M_F}{M\overline{\mathfrak{V}}} = \frac{\mathfrak{H}_{\lambda_f}}{\mathfrak{H}\overline{\mathfrak{V}}}$$

$\mathfrak{H}_{\lambda_f}$ = Spektralreizhelligkeit von F

$\mathfrak{H}\overline{\mathfrak{V}}$ = Spektralreizhelligkeit von $\overline{\mathfrak{V}}$.

Das erste folgt aus der Parallelenkonstruktion, das zweite aus der Proportionalität zwischen Moment und Spektralreizhelligkeit, da der Punkt $\overline{\mathfrak{V}}$ eine Spektralfarbe darstellt, ist die Spektralreizhelligkeit $\mathfrak{H}\overline{\mathfrak{V}}$ gleich der Helligkeit H der Farbe selbst. Also daraus folgt:

$$x = \mathfrak{H}_{\lambda_f} \qquad (2)$$

und nach Gleichung (1):

$$\mathfrak{W} = \mathfrak{H}_F - \mathfrak{H}_{\lambda_f}. \qquad (I)$$

Dieser Befund steht in Übereinstimmung mit 13, d. h. mit

$$\mathfrak{H}_W = \mathfrak{H}_F - \mathfrak{H}_{\lambda_f}.$$

Der volle Weißsektor würde ja die Helligkeit 1 bringen, also liefert $\mathfrak{W}$ die Helligkeit $\mathfrak{H}_W$ in $\mathfrak{H}_F$ neben $\mathfrak{H}_{\lambda_f}$. Der Weißsektor wird also gleich dem früher schon bekannten Wert $\mathfrak{H}_W$.

$$\mathfrak{V} = x + y. \qquad (3)$$

Ferner ergibt sich

$$\frac{y}{1-H} = \frac{M_F}{M\overline{\mathfrak{V}}} = \frac{\mathfrak{H}_{\lambda_f}}{H}$$

also

$$y = \frac{\mathfrak{H}_{\lambda_f}(1-H)}{H} = \mathfrak{H}_{\lambda_f}\left(\frac{1}{H} - 1\right),$$

also mit Gleichung (2) und (3)

$$\mathfrak{V} = \mathfrak{H}_{\lambda_f} + \frac{\mathfrak{H}_{\lambda_f}}{H} - \mathfrak{H}_{\lambda_f}$$

$$\mathfrak{V} = \frac{\mathfrak{H}_{\lambda_f}}{H} \qquad (II)$$

$$\mathfrak{S} = 1 - (\mathfrak{W} + \mathfrak{V}). \qquad (III)$$

Damit haben wir die drei Gleichungen I, II und III zur Berechnung der Dreieckskoordinaten bzw. der Sektoren auf dem Farbenkreisel gefunden.

Unbekannt ist nun noch der Wert H. Man könnte ihn graphisch bestimmen, indem man die beiden Tangenten an die Kurve WVS (Fig. 19) in W und S konstruiert. Indessen erfordert das sehr viel Arbeit, weil für jede Wellenlänge in sehr langwieriger Weise die Kurve WVS aus den Optimaldaten berechnet werden muß. Glücklicherweise steht uns eine einfachere Berechnungsmethode für H zur Verfügung.

Wir hatten gesehen, daß die Horizontale durch W als Schnitt des Farbendreiecks (Fig. 9, S. 51) anzusehen ist, auf dem der Unbuntpunkt W und die farbtongleiche Wellenlänge der Spektralkurve Sp_1 liegt (Fig. 21). Verlängert man die Strecke Sp_1W über W hinaus, so muß auf dieser Verlängerung der

kompensative Spektralreiz[17]) Sp_2 zu Sp_1 liegen und mithin müssen alle Farben, die auf der linken Seite von WS stehen, die Abwandlungen nach Weiß und Schwarz der Gegenfarbe darstellen.

Konstruiert man nun den Schnitt des Pigmentfarbenkörpers für alle Kompensationsfarben, so ergibt sich nach Luther ein zu der rechten Seite von WS zentral-symmetrisches Gebilde (in bezug auf Z). Denn nach der Hebelbeziehung müssen bei Kompensationsfarben die leukozentrischen Momente gleich, aber entgegengesetzt sein. So liegt z. B. V_1 zu V_2 in bezug auf den Mittelpunkt F, ebenso O_1 zu O_2 symmetrisch. Die vektorielle Addition solcher Optimalfarben gibt, wie es sein muß, den Vektor SW. Da nun die Kurve WV_1S zu SV_2W symmetrisch liegt, so gilt das gleiche von den Tangenten $S\mathfrak{B}_2$ und $W\mathfrak{B}_1$ einerseits und $S\mathfrak{B}_1$ und $W\mathfrak{B}_2$ andererseits. Die Punkte $\mathfrak{B}_1$ und $\mathfrak{B}_2$ entsprechen sich also, und es ist klar, daß $\mathfrak{B}_1$ mit der Helligkeit H_1 und $\mathfrak{B}_2$ mit der Helligkeit H_2 additiv gemischt Weiß mit der Helligkeit 1 ergeben; ihre vektorielle Addition führt zum Vektor SW.

Damit haben wir aber den Schlüssel zu der Berechnung von H_1 und H_2; es sind diejenigen Helligkeiten, in denen die beiden spektralen Kompensationsfarben $\mathfrak{B}_1$ und $\mathfrak{B}_2$ gemischt werden müssen, um Weiß der Helligkeit 1 zu geben.

Als erste Beziehung finden wir also

$$H_1 + H_2 = 1 \qquad (1)$$

Zur weiteren Berechnung kehren wir zum IBK.-System zurück und stellen das verlangte Helligkeitsverhältnis H_1/H_2 mit Hilfe der Hebelbeziehung fest:

$$\bar{x}_1 \quad \bar{y}_1 \quad \bar{z}_1 \text{ und } \bar{x}_2 \quad \bar{y}_2 \quad \bar{z}_2$$

seien die Normalreizbeträge derjenigen Reizmenge vom Spektrallicht bei λ_1 und λ_2, durch deren Mischung Unbunt entsteht, es gilt dann nach der Hebelbeziehung

$$(\bar{x}_1 + \bar{y}_1 + \bar{z}_1)\, L_1 = (\bar{x}_2 + \bar{y}_2 + \bar{z}_2)\, L_2, \qquad (1)$$

wobei L_1 und L_2 die leukozentrischen Hebellängen von λ_1 und λ_2 im IBK.-Dreieck darstellen.

17) Man unterscheidet Kompensationsfarben; sie stellen allgemein Farben dar, die additiv gemischt Unbunt ergeben. Komplementärfarben sind solche, die sich zum Gesamtweißspektrum ergänzen. Gegenfarbtöne oder Gegenwellenlängen sind die Repräsentanten der Kompensationsfarben (vgl. Richter, S. 96).

Sind nun x_1, y_1 und z_1 sowie x_2, y_2 und z_2 die Dreieckskoordinaten von λ_1 und λ_2 (wieder im IBK.-Dreieck), so gilt

$$\frac{\bar{x}_1}{\bar{y}_1} = \frac{x_1}{y_1} \qquad (2)$$

$$\frac{\bar{y}_1}{\bar{z}_1} = \frac{y_1}{z_1} \qquad (3)$$

$$\frac{\bar{x}_2}{\bar{y}_2} = \frac{x_2}{y_2} \qquad (4)$$

$$\frac{\bar{y}_2}{\bar{z}_2} = \frac{y_2}{z_2}, \qquad (5)$$

das sind 5 Gleichungen mit 6 Unbekannten.

Wir können deshalb infolge Fehlens der sechsten Gleichung nicht die Einzelwerte selbst, sondern nur ihre Verhältnisse errechnen. Besonders interessant ist für uns der Wert

$$\frac{y_1}{y_2},$$

weil er im IBK.-System gleich dem Helligkeitsverhältnis von $\frac{H_1}{H_2}$ ist.

Aus Gleichung (2) folgt $\bar{x}_1 = \bar{y}_1 \cdot \frac{x_1}{y_1}$

und aus Gleichung (3) $\bar{z}_1 = \bar{y}_1 \cdot \frac{z_1}{y_1}$.

Aus Gleichung (4) folgt $\bar{x}_2 = \bar{y}_2 \cdot \frac{x_2}{y_2}$

und aus Gleichung (5) $\bar{z}_2 = \bar{y}_2 \cdot \frac{z_2}{y_2}$.

Diese Werte in Gleichung (1) eingesetzt, ergeben:

$$\left[\bar{y}_1 \cdot \frac{x_1}{y_1} + \bar{y}_1 + \bar{y}_1 \cdot \frac{z_1}{y_1}\right] \cdot L_1$$

$$= \left[\bar{y}_2 \cdot \frac{x_2}{y_2} + \bar{y}_2 + \bar{y}_2 \cdot \frac{z_2}{y_2}\right] \cdot L_2.$$

Da $x_1 + y_1 + z_1 = x_2 + y_2 + z_2 = 1$ ist, folgt

$$L_1 \frac{\bar{y}_1}{y_1} = L_2 \frac{\bar{y}_2}{y_2}$$

$$\frac{\bar{y}_1}{\bar{y}_2} = \frac{L_2 \cdot y_1}{L_1 \cdot y_2}. \qquad (6)$$

Eine einfache geometrische Beziehung im Farbendreieck ergibt:

$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{x_1 - \frac{1}{3}}{\frac{1}{3} - x_2} = \frac{y_1 - \frac{1}{3}}{\frac{1}{3} - y_2},$$

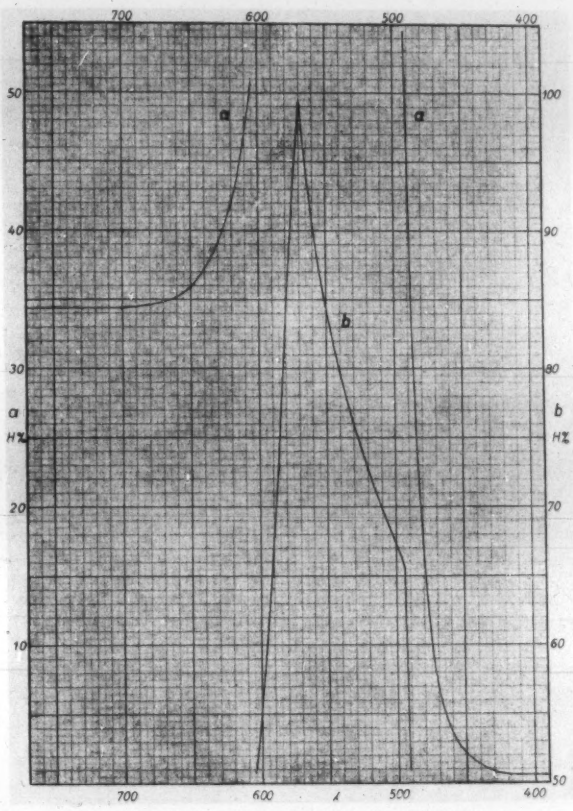


Fig. 22. H-Werte in Abhängigkeit von den Wellenlängen.

also mit Gleichung (6)

$$\frac{\bar{y}_1}{\bar{y}_2} = \frac{(\frac{1}{3} - x_2)\, y_1}{(x_1 - \frac{1}{3})\, y_2} = \frac{(\frac{1}{3} - y_2)\, y_1}{(y_1 - \frac{1}{3})\, y_2} \,. \qquad (7)$$

Dieser Wert ist aber, wie wir schon zeigten, gleich $\frac{H_1}{H_2}$.

Aus $H_1 + H_2 = 1$ und $H_2 = \frac{H_1 \bar{y}_2}{\bar{y}_1}$ folgt

$$H_1 + H_1 \frac{\bar{y}_2}{\bar{y}_1} = 1 \,.$$

und daraus

$$H_1 = \frac{1}{1 + \frac{\bar{y}_2}{\bar{y}_1}} \,, \qquad (8)$$

wobei sich $\frac{\bar{y}_2}{\bar{y}_1}$ aus Gleichung (7) ergibt. Gleichung (7) enthält nur die bekannten Dreieckskoordinaten von λ_1 und λ_2.

Zur Festlegung der Werte x_2 und y_2 benötigen wir den Dreiecksort der Gegenwellenlänge λ_2. Er kann als Schnittpunkt der Geraden $\lambda_1 W$ und der geradlinig aufgefaßten Spektralkurve zwischen zwei Wellenlängen gelten, deren Differenz nur 1 mμ beträgt. Diese beiden Wellenlängen lassen sich leicht mit Hilfe einer Tabelle von Judd (29) berechnen.

Ist Purpur Gegenfarbe zu λ_1, so braucht man nur die Gerade $\lambda_1 W$ mit der Purpurgeraden zum Schnitt zu bringen.

In Tabelle I sind die Werte H angegeben und in Fig. 22 in größerem Maßstab in

Abhängigkeit von λ dargestellt. Wir sind damit beschäftigt, die Tabelle von mμ zu mμ zu verfeinern. Vorderhand mögen aber aus Fig. 22 durch Interpolation die fehlenden Werte bestimmt werden. Ist der Farbton Purpur, so ist der zugehörige H-Wert gleich 1 minus demjenigen, welcher zur Gegenwellenlänge gehört.

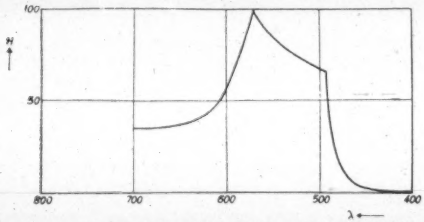


Fig. 23. H-Werte in Abhängigkeit von den Wellenlängen.

Die eigentümliche Form des Mittelstückes in der H-Kurve, die noch einmal in Fig. 23 in kleinerem Maßstab dargestellt ist, beruht darauf, daß in diesem Gebiet Purpurtöne Kompensationsfarben sind. Zu den Wellenlängen $\lambda = 570$ mμ und $\lambda = 493$ mμ, d. h. den beiden Spitzen der Kurven, sind die Enden des Spektrums kompensativ. Hieraus, ferner aus der Symmetrie des Lutherschen Körpers und unserer Ableitung folgt, daß sich die betreffenden H-Werte zu 100 Proz. ergänzen. So gibt der H-Wert bei $\lambda = 493$ mμ mit dem H-Wert bei 700 mμ zusammen 100 Proz.

Tabelle I

Abhängigkeit der H-Werte von λ

λ	H-Proz.	λ	H-Proz.	λ	H-Proz.
780	34,39	574	94,10	489	40,55
700	34,39	573	95,62	488	36,77
695	34,40	572	96,94	487	33,34
690	34,44	571	98,10	486	30,24
685	34,51	570	99,24	485	27,44
680	34,61	569	98,64	482	20,63
675	34,72	568	97,56	480	17,08
670	34,85	567	96,53	475	10,78
665	35,00	566	95,54	470	7,05
660	35,19	565	94,60	465	4,83
655	35,48	560	90,42	463	4,43
650	35,82	555	86,97	460	3,59
645	36,41	550	84,12	455	2,74
640	37,12	545	81,68	450	2,14
635	38,01	540	79,56	445	1,71
630	39,11	535	77,68	440	1,32
625	40,45	530	75,94	435	1,04
620	42,15	525	74,27	430	0,84
615	44,58	520	72,71	425	0,70
610	47,16	515	71,24	420	0,62
605	50,78	510	69,85	415	0,58
599	56,34	505	68,56	410	0,58
595	60,79	500	67,32	405	0,58
590	67,44	497	66,51	400	0,58
588	70,41	495	65,94	395	0,59
585	75,17	494	65,65	390	0,60
583	78,46	493	60,21	385	0,60
586	83,55	492	54,50	380	0,61
578	87,18	491	48,04		
575	92,44	490	44,69		

Die zwischen den beiden Spitzen liegenden Wellenlängen haben als Kompensationsfarbe die Purpurtöne, die entstehen, wenn die Enden des Spektrums (Rot = 780 mμ und Violett = 380 mμ) miteinander gemischt werden. Mischt man Rot und Violett etwa in gleichem Verhältnis, so wird die Gegenwellenlänge etwa in der Mitte zwischen den beiden Spitzen liegen. Der H-Wert für das Purpurgemisch wird einen Zwischenwert zwischen dem H-Wert des Rot und dem des Violett annehmen. Da der H-Wert der Gegenfarbe diesen zu 100 ergänzt, so muß er zwischen denjenigen der beiden Spitzen liegen. Das ist, wie aus der Kurvenform hervorgeht, auch der Fall.

Der Gang der Maßzahlbestimmung einer gegebenen Farbe wäre also nunmehr folgender:

Mit Hilfe irgendeines Meßverfahrens (siehe 14; Remissionskurve, Dreifarbenmethode, Rösch-Verfahren, Dresler-Zelle usw.) werden die drei IBK.-Reizbeträge der betreffenden Farbe bestimmt, daraus mit bekannten einfachen Formeln (vgl. 13) die Werte für λ_f, $\mathfrak{H}_F$ und $\mathfrak{H}_\lambda$ errechnet und mit Hilfe der Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{W} &= \mathfrak{H}_F - \mathfrak{H}_{\lambda f} \\ \mathfrak{V} &= \frac{\mathfrak{H}_{\lambda f}}{H} \\ \mathfrak{S} &= 1 - (\mathfrak{V} + \mathfrak{W}) \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

und unter Benutzung der H_λ-Werte unserer Tabelle I die Größen $\mathfrak{W}$, $\mathfrak{S}$ und $\mathfrak{V}$ bestimmt.

Die H-Werte für die Purpurgeraden sind leicht aus den H_λ-Werten der Gegenwellenlänge zur Purpurwellenlänge zu errechnen. Es gilt nämlich $H_{\text{purp.}} = 100 - H_\lambda$.

Wir schlagen vor, folgendermaßen zu schreiben:

Die Farbe F besitzt die neuen Ostwald-Anteile

$$\mathfrak{W}, \mathfrak{S} \text{ und } \mathfrak{V}_\lambda^H.$$

$\mathfrak{V}$ erhält die beiden Indizes λ und H, um die Farbe des farbigen Sektors eindeutig nach Farbe (λ) und Helligkeit (H) zu charakterisieren.

Mit dieser Triade ist die Anschaulichkeit des Ostwaldschen Systems beibehalten. Nur haben wir an Stelle der Ostwald-Werte einmal den wahren Weiß-

Tabelle 2

Gegenüberstellung der Ostwaldschen Koordinaten mit den unsrigen für einige Beispiele

Farbe	λ_f	H	Ostwaldsche Koordinaten			Erweiterte Ostwald-Koordinaten		
			S Proz.	W Proz.	V Proz.	$\mathfrak{S}$ Proz.	$\mathfrak{W}$ Proz.	$\mathfrak{R}$ Proz.
1. Vollfarbe	660	35,2	0	0	100	28,1	22,7	49,2
2. Die Vollfarbe 1 auf dem Kreisel zur Hälfte mit Weiß gemischt			0	50	50	14,0	61,3	24,7
3. Die weißverhüllte Vollfarbe 2 zur Hälfte abgedunkelt			50	25	25	57,0	30,7	12,3
4. Diese Farbe 3 noch einmal auf die Hälfte abgedunkelt			75	12,5	12,5	78,4	15,4	6,2
1. Vollfarbe	561,1	99,9	0	0	100	8,6	8,1	83,3
2. Die Vollfarbe 1 auf dem Kreisel zur Hälfte mit Weiß vermischt			0	50	50	4,3	54,0	41,7
3. Diese weißverhüllte Vollfarbe 2 zur Hälfte abgedunkelt			50	25	25	52,1	27,0	20,8
4. Diese Farbe 3 noch einmal auf die Hälfte abgedunkelt			75	12,5	12,5	76,1	13,5	10,4
1. Vollfarbe	573,7	94,5	0	0	100	1,6	3,9	94,5
2. Die Vollfarbe 1 auf dem Kreisel zur Hälfte mit Weiß vermischt			0	50	50	0,8	52,0	47,3
3. Diese weißverhüllte Vollfarbe 2 zur Hälfte abgedunkelt			50	25	25	50,4	26,0	23,6
4. Diese Farbe 3 noch einmal auf die Hälfte abgedunkelt			75	12,5	12,5	75,2	13,0	11,8
1. Vollfarbe	493,9	64,8	0	0	100	22,7	28,1	49,2
2. Vollfarbe 1 zur Hälfte weißverhüllt			0	50	50	11,4	63,9	24,7
3. Diese Farbe 2 zur Hälfte abgedunkelt			50	25	25	55,8	31,9	12,3
4. Diese Farbe 3 noch einmal zur Hälfte abgedunkelt			75	12,5	12,5	77,9	15,9	6,2
1. Vollfarbe	561,1	9,1	0	0	100	8,1	8,6	83,3
2. Vollfarbe 1 zur Hälfte mit Weiß verhüllt			0	50	50	4,1	54,2	41,7
3. Diese Farbe 2 zur Hälfte abgedunkelt			50	25	25	52,1	27,1	20,8
4. Diese Farbe 3 noch einmal zur Hälfte abgedunkelt			75	12,5	12,5	76,0	13,6	10,4
1. Vollfarbe	467	5,5	0	0	100	3,9	1,6	94,5
2. Vollfarbe 1 zur Hälfte mit Weiß verhüllt			0	50	50	2,0	50,7	47,3
3. Diese Farbe 2 zur Hälfte abgedunkelt			50	25	25	51,0	25,4	23,6
4. Diese Farbe 3 noch einmal zur Hälfte abgedunkelt			75	12,5	12,5	75,5	12,7	11,8

anteil, ferner einen dem wahren Schwarzanteil näherkommenden Wert und an Stelle der Vollfarbe die Spektralfarbe gesetzt.

Um zu zeigen, welche Abweichungen zwischen den Ostwaldschen Koordinaten und den unsrigen bestehen, haben wir obige Tabelle 2 aufgestellt.

Aus der Tabelle geht hervor, daß bei gewissen Vollfarben (Rot $\lambda_f = 660\ m\mu$, Blaugrün $\lambda_f = 493{,}9\ m\mu$, Grün $\lambda_f = 561{,}1\ m\mu$ und Purpur $\lambda_f = -561{,}1\ m\mu$) recht große Schwarz- und Weißgehalte herauskommen, die beim Ostwaldschen System noch nicht registriert werden. Verhüllt man die Vollfarben mit Weiß und Schwarz, so werden die Unterschiede verringert, sie sind aber immer noch beträchtlich.

Bei anderen Farben (Gelb $\lambda_f = 573{,}7\ m\mu$, Blau $\lambda_f = 467\ m\mu$) sind die Unterschiede zwischen den Bestimmungsstücken bei Ostwald und uns geringer, insbesondere bei den verhüllten Farben.

Immerhin zeigt die Tabelle, wie berechtigt es ist, das neue System zu benutzen.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit enthält einen Vorschlag zur Erweiterung des Farbkennzeichnungsverfahrens nach Ostwald.

1. Das Ostwaldsche System wird grundsätzlich erläutert und dessen große Bedeutung hervorgehoben.
2. Die von Ostwald vorgeschlagenen Maßzahlen Schwarz-, Weiß- und Vollfarbenanteil werden eingehend diskutiert und gewisse Nachteile an ihnen beschrieben.
3. Insbesondere wird unterstellt, daß die Vollfarben empfindungsgemäß noch Schwarz und Weiß enthalten, und daß daher die Ostwaldschen Weiß- und Schwarzanteile nicht die wahren Werte darstellen.
4. Um diese Mängel zu beheben, setzen wir an Stelle der Vollfarbe die anschaulichere Farbe der farbtongleichen Wellenlänge gewisser Helligkeit. Diese Helligkeit ergibt sich aus dem Lutherschen Pigmentfarbenreizkörper dadurch, daß man bei einem farbtongleichen Schnitt dieses Körpers die Tangenten im Weiß- und Schwarzpunkt (W_1 und S) miteinander zum Schnitt bringt. (Punkt $\mathfrak{V}$ von Fig. 16, S. 55.) Die Größe der Helligkeit dieser Spektrallichter ist in Fig. 22, S. 61 und in Tabelle 1 festgelegt.
5. Es werden Formeln angegeben, mit deren Hilfe man aus den bekannten trichromatischen Farbkoordinaten die neuen Ostwald-Koordinaten in dem so entstehenden Dreieck $\mathfrak{V}WS$ (Fig. 16) bestimmen kann.

Literaturverzeichnis

1) Auf ein eingehendes Literaturverzeichnis haben wir in dieser Arbeit verzichtet, da solche Verzeichnisse sehr ausführlich in folgenden Arbeiten vorliegen: H. Schober, Physik. Zeitschr. **38**, 514, 1937; S. Rösch, Fortschr. d. Mineralogie, Kristallographie u. Petrographie **13**, 759, 1929; M. Richter, Grundriß der Farbenlehre der Gegenwart, Dresden und Leipzig 1940. Die Zitate aus diesem Buche bezeichnen wir künftig: „Richter, S. . . .".
2) Vgl. z. B. M. Richter, Das Licht **11**, 75, 1941.
3) Ostwald bestimmt das Sockelschwarz und -weiß nicht von Kurve *b*, sondern von *a* (Fig. 4); vgl. hierzu M. Richter, l. c.
4) R. Luther, Zeitschr. f. techn. Phys. 540, 1927. Im folgenden wird diese Arbeit nur durch „Luther, S. . . ." zitiert.
5) S. Rösch, Fortschr. d. Mineralogie, Kristallographie u. Petrographie **13**, 759, 1929.
6) Richter, S. 159.
7) Zitiert nach M. Richter, S. 100.
8) Zitiert nach Richter, S. 18.
9) Entnommen aus Richter, S. 59.
10) Entnommen aus Richter, S. 58.
11) Richter, S. 107; S. Rösch, Physik. Zeitschr. **29**, 83, 1928.
12) Richter, S. 115.
13) Vgl. Luther, S. 544.
14) Luther, S. 550ff.
15) Luther, S. 552.
16) Luther, S. 550.
17) Luther, S. 548.
18) Luther, S. 540ff.
19) Luther, S. 551.
20) Luther, S. 550ff.
21) Luther, S. 548.
22) Richter, S. 113.
23) Luther, S. 551.
24) Luther, S. 548.
25) Luther, S. 551.
26) Luther, S. 551.
27) Richter, S. 110.
28) O. B. Judd, Journ. Opt. Soc. Am. **23**, 359, 1933.

Wolfen (Kr. Bitterfeld).

(Eingegangen 27. November 1941)

Über die optische Durchlässigkeit von Quarzglas

Von Alfred Schraub

Aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Biophysik in Frankfurt a. M.
(Direktor: Prof. Dr. B. Rajewsky)

Einleitung

Seitdem es zum ersten Male gelungen ist, optisch durchsichtiges Quarzglas zu erschmelzen, findet dieses immer häufiger Verwendung in der Herstellung chemischer und physikalischer Geräte und Instrumente. Sind es dort die günstigen mechanischen und chemischen Eigenschaften, die den geschmolzenen Quarz zum wertvollen Werkstoff geeignet machen, so ist seine Verwendung für optische Zwecke durch seine dem kristallinen Quarz ähnlichen Eigenschaften bedingt. Mit der Möglichkeit, aus einzelnen kleinen Kristallstückchen durch geeignete Schmelzprozesse zu größeren, optisch homogenen Glasstücken zu gelangen, ist auch das Problem der Herstellung großer Linsen und Prismen aus Quarzglas gelöst. Der dadurch bedingte erheblich größere Durchstrahlungsweg macht indessen die genaue Kenntnis der Durchlässigkeit des verwandten Materials unumgänglich notwendig. Während der Brechungsindex des Quarzglases schon sehr frühzeitig Gegenstand eingehender Untersuchung war, sind Angaben über seine optische Durchlässigkeit in der Literatur spärlich vertreten.

Der im Jahre 1901 von Shenstone[1]) getroffenen, allerdings nicht durch zahlenmäßige

1) Shenstone, Nature 65, 1901.

Angaben der Absorption oder der Durchlässigkeitsgrenze belegten Feststellung, daß „geschmolzener Quarz ebenso durchlässig" sei wie kristalliner, wurde 3 Jahre später durch Pflüger[2]) widersprochen. Er konnte bei einer Quarzplatte von 2,81 mm Dicke für die Wellenlänge 210 mμ eine Durchlässigkeit von 56 Proz. feststellen. Unterhalb von 200 mμ ließ seine Platte überhaupt nichts mehr durch. In der Veröffentlichung von Joos[3]) wird das auf einer Schumann-Platte photographierte *Cu*-Spektrum ohne bzw. mit Absorber, nämlich einer 6 mm dicken Quarzplatte als Beweis für die gute Durchlässigkeit gezeigt. Jedoch fehlen auch hier quantitative Angaben, die Vergleiche gestatten. Ferner ist noch die Arbeit von Tsukamoto[4]) zu erwähnen, der aus sorgfältig ausgewählten Ausgangsstücken Glasproben erschmolz, die zwar untereinander bezüglich ihrer Absorption Schwankungen aufwiesen, aber alle die gemeinsame Eigenschaft besaßen, daß sie für das Wellenlängengebiet von 186–218 mμ mit steigender Wellenlänge absinkende Absorption aufwiesen. Seine Tabelle gibt für 186 mμ und 10 mm Schichtdicke 83 Proz. Absorption an, doch wird hinzugefügt, daß das beste, von ihm erzielte Stück bei diesen Bedingungen nur 25 Proz. absorbierte. Diese Größenunterschiede erklärt der Verfasser mit den stets noch vorhandenen Verunreinigungen und stellt fest, daß auch bei reinstem Ausgangsmaterial der geschmolzene Quarz immer schlechter durchlässig sei als kristalliner. Ob diese Verunreinigungen bereits im Ausgangsmaterial vorhanden waren oder erst beim Schmelzvorgang hineinkamen, wird nicht diskutiert.

In der neuesten Zeit bringt Maddock[5]) in einer Veröffentlichung, auf die wir noch kurz zu sprechen kommen, als Vergleich den Verlauf der Durchlässigkeit reinen Quarzglases mit der Wellenlänge in kurvenmäßiger Darstellung. Danach hat dieses im sichtbaren Gebiet etwa die gleiche Durchlässigkeit wie kristalliner Quarz, wird aber im ultravioletten Gebiet nach kürzeren Wellen zu immer schlechter durchlässig. Eine Platte von 1,5 mm Dicke läßt von der Strahlung der Wellenlänge 225 mμ nur noch etwa 87 Proz. durch. Bei Versuchen über die „Photoionisation durch den elektrischen Funken" verwendet Brinkmann[6]) Durchstrahlungsfenster aus Quarzglas von größerer Dicke (bis zu 4,9 mm). Bei der Besprechung seiner Meßergebnisse berücksichtigt er die Absorption im Quarzglas und bringt zu diesem Zweck eine Darstellung des Verlaufes des Absorptionskoeffizienten mit der Wellenlänge, wie sie von der Firma Zeiß (Jena) im Auftrag der Herstellerfirma Heraeus (Hanau) gemessen wurde. Wir bringen die Kurve (auf den Extinktionskoeffizienten umgerechnet) in Fig. 2 und 3 zum Vergleich.

Im übrigen sind die in der Literatur zu findenden Angaben rein qualitativer Art. Rayleigh[7]) berichtet, daß die UV-Durchlässigkeit des Quarzglases merkbar geringer ist als die des Kristallbrockens, aus dem das Glas erschmolzen wurde. Gilard, Swings und Hautot[8]) bezeichnen Quarzglas als „hochdurchlässig" mit einer Durchlässigkeitsgrenze bei etwa 200 mμ, während v. Hirschberg[9]) feststellt, daß Quarzglas sämtliche Strahlen bis 229 mμ Wellenlänge leicht durchläßt, daß dagegen der Durchgang zwischen 220 und 193 mμ erschwert ist und unterhalb 193 mμ die Durchlässigkeit vollständig aufhört. Nach Winship[10]) ist die Durchlässigkeit ausgezeichnet für das ganze Gebiet von Ultraviolett bis Ultrarot.

Steubing[11]) hat neuerdings Quarzglas beim Bau eines Spektrographen benutzt. Über die optischen Eigenschaften sagt Steubing folgendes: „. . . sowohl Linsen wie Prisma aus Homosil (Quarzglas) haben die gleiche Leistung wie bester kristalliner Quarz, der allerdings etwas größeres Dispersionsvermögen besitzt."

Diesen in der Literatur enthaltenen Angaben sei noch die Bemerkung im Prospekt, Liste 102 der Firma Heraeus Quarzglasgesellschaft (Hanau), beigesellt, wo unter Absatz 5, S. 6 über die Durchlässigkeit des von dieser Firma hergestellten Quarzglases festgestellt ist: „Quarzglas ist vom UR. (3 μ) bis zum UV. (etwa 160 mμ) durchlässig. Es erscheint daher selbst in größeren Schichtdicken farblos. Im fernen UV. ($\lambda < 200$ mμ) macht sich in größeren Schichtdicken eine Fremdabsorption bemerkbar, die aber bei Verwendung von Fenstern von 1 bis 3 mm Dicke noch nicht zu beobachten ist. Für $\lambda = 200$ mμ beträgt die Absorptionskonstante etwa 0,1–0,2 mm^{-1}."

Eigene Messungen

Da wir beabsichtigten, eine Spektralapparatur aus Quarzglas zu bauen, bei der wir mit größerem Lichtweg im Quarz der Prismen und

2) Pflüger, Physik. Zeitschr. **5**, 215, 1904.
3) Joos, Physik. Zeitschr. **25**, 376, 1924.
4) Tsukamoto, C. R. **185**, 55, 1, 1927.
5) Maddock, J. Soc. Gl. Techn. **23**, 372, Dez. 1939.
6) Brinkmann, Arch. f. Elektrotechn. (1) **33**, 19, 1939.
7) Rayleigh, Proc. Opt. Conv. Teil 1, S. 41, 1926.
8) Gilard, Swings u. Hautot, Rev. Belg. Ind. Verr. 13-17, 1931.
9) v. Hirschberg, in: Ullmann, Enzykl. d. techn. Chem. **8**, 586.
10) Winship, Americ. Electrochem. Soc. 1926.
11) Steubing, Zeitschr. f. techn. Phys. **21**, 243, 1940.

Linsen zu rechnen hatten, schien uns die genaue Kenntnis der Durchlässigkeit des geschmolzenen Quarzglases, das dazu Verwendung finden sollte, im gesamten UV.-Gebiet unerläßlich.

Zu ihrer Bestimmung wurden uns von der Firma Heraeus Quarzglasgesellschaft (Hanau) freundlicherweise zwei Quarzglasprobestücke in Zylinderform mit planparallel geschliffenen Begrenzungsflächen hergestellt, wofür wir auch an dieser Stelle bestens danken möchten. Unsere Ergebnisse beziehen sich auf einen Durchstrahlungsweg von 13,6 cm Länge.

Die Messung der Durchlässigkeit geschah entsprechend den vorhandenen Hilfsmitteln in den verschiedenen Wellenlängenbereichen auf verschiedene Weise. Für das Wellenlängengebiet von 546–240 mμ diente als Lichtquelle eine Quecksilberhochdrucklampe, aus deren Spektrum ein lichtstarker Quarzdoppelmonochromator[12]) die einzelnen von störendem Streulicht freien Linien aussonderte. Die auffallende und austretende Intensität wurde mittels einer Kadmium- bzw. Rubidiumphotozelle in Verbindung mit einem Einfadenelektrometer in Aufladeschaltung gemessen.

Im längerwelligen Teil wurde unter Benutzung einer *Na*- bzw. einer *Cd*-Spektrallampe (der Firma Osram) in Verbindung mit geeignetem Filter die rote *Cd*-Linie und die gelbe *Na*-Linie als Meßstrahlung benutzt. Als Strahlungsmeßgerät wurde dafür ein Selenphotoelement verwandt, welches auf ein Multiflexgalvanometer arbeitete. Um auch im Gebiet unterhalb 240 mμ Aufschluß über den Verlauf der Durchlässigkeit zu erhalten, wurde die photographische Methode angewandt, obwohl diese den anderen an Meßgenauigkeit erheblich nachsteht.

Die Messung mit *Hg*-Lampe, Doppelmonochromator und Photozelle gestaltete sich in der Weise, daß der Teil des Monochromators, der den Eintrittsspalt trägt, durch eine lichtdicht abgeschlossene Durchführung in einen abgesonderten Kabinenraum ragt, in dem auch die Strahlungsquelle aufgestellt ist. Das hat den Vorteil, daß die Quecksilberlampe in einem großen Raum frei brennen kann, also nicht durch Raumtemperaturschwankungen in ihren Betriebsbedingungen und damit in ihrer Strahlungskonstanz beeinflußt wird. Eine ebenfalls in der Kabine aufgestellte Kontrollphotozelle ermöglichte die laufende Nachprüfung der Strahlungskonstanz. Mittels Quarzlinse und Lochblende wurde die den Monochromator verlassende Strahlung als Parallelstrahlbündel durch den Absorber geschickt, um dann durch eine zweite Quarzlinse auf die Meßzelle konzentriert zu werden. Ein einfacher Mechanismus gestattete, den Absorber in den und aus dem Strahlengang zu bringen. Durch genügend häufige Wiederholung der Messung der drei verschiedenen Elektrometerabläufe (Spontanablauf, Ablauf mit und ohne Absorber) wurde der Fehler der Messung unter 0,5 Proz. gehalten. Bei den Wellenlängen 280, 265 und 253 mμ wurde außer mit der *Cd*-Zelle auch zur Kontrolle noch mit der *Rb*-Zelle gemessen. Dabei mußte allerdings mit weiterem Spalt gearbeitet werden, um mit dem Meßeffekt genügend weit aus dem (größeren) Dunkelstrom der *Rb*-Zelle herauszukommen. Das hat zur Folge, daß mit einem, wenn auch nur geringen Anteil an Streulicht gerechnet werden muß, was bei dem steilen Abfall der Durchlässigkeitskurve in dem fraglichen Gebiet zu gewissen Fälschungen Anlaß geben kann. Aus diesem Grunde dürfte für die erwähnten Punkte den mit der *Cd*-Zelle gemessenen Werten mehr Sicherheit zuzuerkennen sein.

Zur Orientierung über den Verlauf der Durchlässigkeit im Gebiet unterhalb 240 mμ wurde, wie bereits erwähnt, die photographische Platte als Strahlungsempfänger, und zwar als Plattenmaterial die Agfa-Ultravioletttplatte verwandt. Auf ihr wurden Belichtungstreppen des Spektrums einer Wasserstoffentladung (mit und ohne Absorber) gesetzt. Bei gleicher Wellenlänge gilt dann für gleiche Schwärzung:

$$D_R = \frac{I_d}{I_0} = \left(\frac{t_0}{t_d}\right)^p,$$

wo p den Schwarzschildexponenten für das vorliegende Plattenmaterial bei den gegebenen Belichtungsbedingungen bedeutet. D_R ist die Durchlässigkeit des Quarzglases ohne Eliminierung der Reflexion, I_d und I_0 entsprechend die austretende und auffallende Intensität. Um D_R zu berechnen, muß p bekannt sein. Zu seiner Bestimmung wurden intensitäts- und zeitgestaffelte Belichtungstreppen gesetzt, die den vorliegenden Verhältnissen bezüglich Intensität, Belichtungszeit und Wellenlängenbereich entsprachen. Die Auswertung dieser orientierenden Untersuchung ergab, daß für den Schwarzschildexponenten Werte zwischen 0,87 und 0,92 je nach Beleuchtungsstärke und Belichtungszeit einzusetzen waren. Selbstverständlich kann dabei von einer Präzisionsmessung nicht die Rede sein, da einerseits dazu erheblich reichhaltigeres experimentelles Material notwendig gewesen wäre, andererseits die Bestimmung des Ganges des Schwarzschildexponenten mit der

12) Von Prof. Rajewsky mit dankenswerter Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft gebaut.

Wellenlänge[13]) wegen des damit verbundenen experimentellen und zeitlichen Aufwandes zurückgestellt werden mußte. Aus diesen Gründen sind die aus den photographischen Untersuchungen sich ergebenden Werte mit ziemlicher Unsicherheit (bis zu 20 Proz.) behaftet.

Die Ergebnisse für den untersuchten Wellenlängenbereich von 644–212 mμ sind in der Tabelle I zusammengestellt. Den kurvenmäßigen Verlauf der Durchlässigkeit (ohne Reflexionskorrektion) zeigt Fig. 1. In der gleichen Figur sind zum Vergleich die uns freundlicherweise zur Verfügung gestellten Ergebnisse der Messung der Firma Heraeus[14]) an einer ähnlichen Probe mit 13,2 cm Absorptionsweg eingetragen.

Tabelle I

Wellenlänge in mμ	Durchlässigkeit (mit Reflexion) Proz.	Meßmethode	Strahler
212	5	Phot.	Wasserstoffentladung
224	17,8	Phot.	Wasserstoffentladung
240	1,9	Phot.	Wasserstoffentladung
	2,5	*Cd*-Zelle	*Hg*-Brenner
253	20,5	*Cd*-Zelle	*Hg*-Brenner
	19,8	*Rb*-Zelle	*Hg*-Brenner
265	74,0	*Cd*-Zelle	*Hg*-Brenner
	76,2	*Rb*-Zelle	*Hg*-Brenner
280	90,0	*Cd*-Zelle	*Hg*-Brenner
	90,7	*Rb*-Zelle	*Hg*-Brenner
302	93,7	*Rb*-Zelle	*Hg*-Brenner
365	94,2	*Rb*-Zelle	*Hg*-Brenner
405	94,2	*Rb*-Zelle	*Hg*-Brenner
435	94,2	*Rb*-Zelle	*Hg*-Brenner
546	94,6	*Rb*-Zelle	*Hg*-Brenner
589	94,6	*Se*-Photoelement	*Na*-Lampe
644	94,3	*Se*-Photoelement	*Cd*-Lampe

Die Kurve weist im Gebiet vom langwelligen Sichtbaren bis herunter zu 320 mμ einen (innerhalb der Meßgenauigkeit) horizontalen Verlauf auf, um dann schnell steil werdend nach kleineren Wellenlängen hin abzufallen. Bei etwa 240 mμ (genauer bei 243 mμ, wie aus der Auswertung des Spektrogrammes folgt) erreicht die Durchlässigkeit ein Minimum, steigt wieder ein wenig an, bis zu einem Maximum bei 224 mμ, um dann wieder steil abzusinken. Aus dem Spektrogramm ist zu schließen, daß bis 200 mμ kein weiterer Anstieg mehr erfolgt.

Im Wellenlängengebiet $\lambda > 320$ mμ beträgt danach der Wert für die Durchlässigkeit 94,2 bis 94,6 Proz. Nimmt man an, daß der geschmolzene Quarz in diesem Bereich nicht absorbiert, so ist diese Schwächung durch die

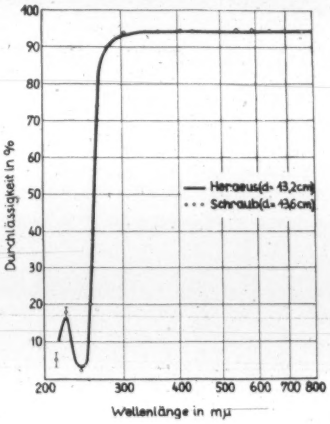


Fig. 1. Durchlässigkeit von Quarzglas. Kreise: Eigene Meßpunkte. Durchgezogene Kurve: nach Auwärter.

Reflexion bedingt. Mit Berücksichtigung der zweifachen Reflexion (an Vorder- und Hinterfläche) ist:

$$\frac{I_d}{I_0} = (1 - r)^2 = 0{,}944 \text{ (gemittelt)}$$

und daraus folgt:

$$r = 2{,}8 \text{ Proz.}$$

Dieser Wert verringert sich noch, wenn in dem betrachteten Bereich das Quarzglas auch noch Absorption aufweist, die aber der Reflexion gegenüber nicht ins Gewicht fallen wird.

Das vorliegende Quarzglas besitzt also wesentlich kleineres Reflexionsvermögen (2,8 Proz.) als es sich aus den bei Landolt-Börnstein angeführten Werten des Brechungsindex von Quarzglas anderer Autoren errechnet (3,4–3,7 Proz.).

Über das Gebiet zwischen 320 und 200 mμ lassen sich bezüglich Absorption und Reflexion einzeln betrachtet keine spezifizierten Aussagen machen, da hier die Ergebnisse der im Gang befindlichen Untersuchungen noch ausstehen.

13) J. Eggert, Veröff. d. wissensch. Zentr. Labors. d. photograph. Abtlg. Agfa, **3**, 7, 1933.

14) Herrn Dr. Auwärter sei an dieser Stelle für sein freundliches Entgegenkommen gedankt.

In Fig. 2 ist der Extinktionskoeffizient für das UV.-Gebiet in Abhängigkeit von der Wellenlänge aufgetragen, wie er sich aus der Beziehung

$$\varepsilon = \frac{1}{d_{\mathrm{cm}}} \cdot \log\left(\frac{I_0}{I_d}\,(1-r)^2\right)$$

errechnet. In Kurve 1 (eigene Meßergebnisse) ist die Reflexion mit 2,8 Proz. gleichbleibend

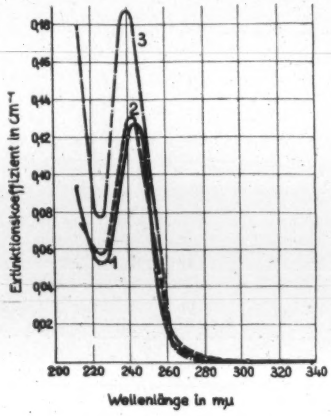


Fig. 2. Extinktionskoeffizient von Quarzglas. 1. Eigene Messungen. 2. Nach Auwärter. 3. Vgl. Brinkmann (l. c.).

über den ganzen Bereich angesefzt. Das schon frühzeitig[15]) bekannte geringe Dispersionsvermögen des Quarzglases läßt gemäß der Fresnelschen Beziehung für die Reflexion auch auf einen nur schwachen Gang der letzteren mit der Wellenlänge schließen, so daß die erwähnte vereinfachende Annahme den Wert des Extinktionskoeffizienten nur unerheblich beeinflußt, insbesondere auf Grund des Umstandes, daß in dem betrachteten Gebiet die Schwächung durch Absorption die Verluste durch Reflexion um ein Vielfaches übertrifft. Die Kurve 2 verdanken wir Herrn Dr. Auwärter, die Kurve 3 ist die bei Brinkmann (l. c.) veröffentlichte, für den Extinktionskoeffizienten umgerechnete Kurve. Wie man aus dem Verlauf der drei Kurven ersieht, ist die Lage des Absorptionsbandes grundsätzlich die gleiche; die Maxima sind zwar verschieden hoch und teilweise gegeneinander etwas verschoben; dies ist aber wohl einerseits auf die verschiedene Meßgenauigkeit, zum größten Teil aber auf die Verschiedenheit der benutzten Probestücke zurückzuführen. Dieser Umstand ist bei praktischer Verwertung der dargestellten Sachlage stets zu berücksichtigen.

Schließlich haben wir in Fig. 3 alle uns erreichbaren Angaben über die Durchlässigkeit von Quarzglas im ultravioletten Gebiet, auf den Extinktionskoeffizienten umgerechnet, eingetragen. Wie man sieht, streuen die Werte sehr stark, ein Beweis dafür, in welcher Größenordnung die individuellen Abweichungen im optischen Verhalten der einzelnen Stücke untereinander liegen[16]).

Zusammenfassend ist zu sagen, daß Quarzglas im sichtbaren und langwellig-ultravioletten Gebiet eine dem kristallinen Quarz ähnliche hohe Durchlässigkeit aufweist, daß es aber, bei 260 mμ beginnend, nach kürzeren Wellenlängen

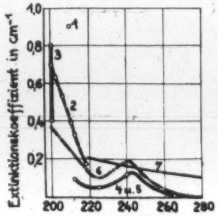


Fig. 3. Zusammenstellung aller Angaben (auf Extinktionskoeffizient umgerechnet). 1. Pflüger. 2. Tsukamoto. 3. Prospekt Heraeus Q. G. 4. Schraub. 5. Auwärter (die beiden Kurven fallen bei dem gewählten Ordinatenmaßstab zusammen). 6. Vgl. Brinkmann (l. c.). 7. Maddock.

hin stark absorbiert, so daß der Extinktionskoeffizient Werte annimmt, die 0,1 cm^{-1} übersteigen.

Es ist schon seit langer Zeit bekannt, daß Quarzglas ähnlich wie die meisten Silikatgläser zur Fluoreszenz erregbar ist. Die Fluoreszenzerregbarkeit unserer Probe beginnt bei $\lambda = 270$ mμ. Das Fluoreszenzleuchten hat fahlviolette Farbe und sein Spektrum liegt zwischen 485 und 335 mμ mit dem Maximum bei etwa 400 mμ.

Die Frage nach der Ursache der Fluoreszenzfähigkeit des geschmolzenen Quarzes muß noch offen gelassen werden[17]). Am nächsten liegt die Erklärung, wie sie auch Tsukamoto (l. c.) äußert, daß die stets vorhandenen Verunreini-

15) Trommsdorff, Physik. Zeitschr. **2**, 576, 1901.

16) Anmerkung bei der Korrektur. Terrien (Rev. d'Opt. **15**, 258, 1936) untersuchte die Absorption von geschmolzenem Quarz in sehr kleinen Dicken (einige Mikron) im äußersten UV. Für 200 mμ erhielt er den Wert $\varepsilon = 0{,}19$, der sich gut in den Verlauf der Kurven 4 und 5 einfügt.

17) Vgl. Pringsheim, Fluoreszenz und Phosphoreszenz. Verlag Springer, Berlin 1928.

gungen dafür verantwortlich zu machen sind. Dafür spricht u. a. auch der Umstand, daß Maddock (l. c.) durch Zusatz von Spuren von SnO_2 ein Quarzglas erschmolz, das bei sehr steiler Durchlässigkeitsgrenze bei 280 mμ eine starke Fluoreszenz aufwies. Andererseits besteht je nach Art der Abkühlung der Schmelze bei der Herstellung mehr oder weniger die Möglichkeit, daß es in der unterkühlten Flüssigkeit zur Ausbildung von Mikrokristallisationsprozessen gekommen ist, die ihrerseits zur Fluoreszenzerregbarkeit Anlaß geben. Möglicherweise sind auch beide Ursachen an der Ausbildung der Erscheinung beteiligt.

Einer Verwendung von Quarzglas für optische Geräte und Apparate wird durch die Herausstellung dieser Tatsachen nicht widersprochen, wenn es sich um kleine Schichtdicken oder Wellenlängen größer als 260 mμ handelt. Wohl aber erscheint dies nicht angezeigt, wo größere Glasdicken mit kurzwelligem UV. durchstrahlt werden sollen. So ist es durchaus wahrscheinlich, daß die starke Schwächung im kurzwelligen Teil des Spektrums bei dem von Steubing (l. c.) beschriebenen Quarzglas-Spektralapparat weniger durch die Absorption der großen Luftstrecke, als durch die in diesem Gebiet beträchtlich werdende Absorption in Prisma und Linsen verursacht wird. Der Strahlweg im Quarz seines Spektrographen läßt sich auf etwa 7 cm schätzen. Das bedeutet, daß je nach der Qualität des benutzten Glases bei einem Extinktionskoeffizienten von 0,1 cm^{-1} etwa 80 Proz., bei 0,2 cm^{-1} sogar 96 Proz. der Strahlung des obenerwähnten Wellenlängenbereiches im Quarz steckenbleibt. Der Bau eines großen Spektralapparates aus Quarzglas, bei dem mit Quarzweglängen von 20 cm und mehr gerechnet werden muß, empfiehlt sich nur dann, wenn auf das Wellenlängengebiet unterhalb 260 mμ verzichtet werden kann.

Zusammenfassung

Die Verwendung von geschmolzenem Quarz an Stelle von kristallinem beim Bau von optischen Instrumenten macht die Kenntnis der Durchlässigkeit zur Voraussetzung. Nach einem kurzen Überblick über das bisher vorliegende Schrifttum werden die eigenen Meßergebnisse mitgeteilt und mit den bereits vorliegenden verglichen. Dabei ergibt sich, daß der geschmolzene Quarz im Gegensatz zum kristallinen bei 260 mμ beginnend nach kurzen Wellenlängen hin stark absorbiert. Die dabei auftretende Fluoreszenzstrahlung liegt im violetten und benachbarten langwellig-ultravioletten Gebiet. Die starke Absorption in dem erwähnten Bereich hat zur Folge, daß der Vorteil der Verwendung großer Linsen und Prismen aus Quarzglas zum Zwecke der Erreichung hoher Lichtstärken bei Spektralapparaten wieder zunichte wird.

Die vorliegende Untersuchung wurde auf Anregung meines verehrten Lehrers, Herrn Prof. Rajewsky, durchgeführt, dem ich auch an dieser Stelle für wertvolle Anregungen meinen Dank sage.

Frankfurt a. M., Dezember 1941.

(Eingegangen 22. Dezember 1941)

Zusatz zu der Arbeit: Das Eindringen einer Walze in eine ebene Unterlage

(Physik. Zeitschr. **42**, 337—340, 1941)

Von H. Hermann

Gleichung (2), S. 339, läßt sich verstehen als Ergebnis einer vom Innenwert 12,4 zu einem Oberflächenwert 45,9 ansteigenden Festigkeit. Je kleiner der Walzenhalbmesser, desto näher der Oberfläche liegt das vorwiegend beanspruchte Gebiet [vgl. Fig. 3 der in Fußnote 1 angeführten L. Föpplschen Arbeit[1])]; darum findet die kleinere Walze mehr Widerstand als ihrer schärferen Krümmung nach der Elastizitätstheorie entspräche. Formal ist damit die ältere Föpplsche Auffassung der Kugeldruckversuche[2]) beim Walzendruck bestätigt. Daß jedoch die neuere ebenfalls einer Seite der Wirklichkeit entspricht, zeigt der 100-Stunden-Versuch des Verfassers (Absatz oberhalb Gleichung (2)].

Anmerkung bei der Korrektur: Die lineare Größe 0,75 cm im Nenner von (2) kann auf eine Gültigkeitsgrenze der Elastizitätstheorie hinweisen; siehe L. Föppl und E. Huber, Der Gültigkeitsbereich der Elastizitätstheorie, Forschung Ing.wesen **12**, 261—265, 1941. Die Versuche in Ziffer 3 dieser Arbeit sind nach freundlicher brieflicher Mitteilung des Herrn Prof. Dr. Föppl durch die Walzendruckhandschrift des Verfassers angeregt.

1) Forschung, Ing.wesen **7**, 212, 1936.

2) A. u. L. Föppl, Drang u. Zwang II (1. Aufl. 1920; die 2. Aufl. 1928 ist dem Verfasser nicht zugänglich), S. 236.

Tübingen, Keplerstr. 5.

(Eingegangen 9. Dezember 1941)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

J. Eggert, Lehrbuch der physikalischen Chemie in elementarer Darstellung. 5., verbesserte Aufl. Gemeinsam bearbeitet von J. Eggert und L. Hock. Gr.-8°. XII und 703 S. Mit 168 Abb. Leipzig 1941. S. Hirzel. Geb. RM 27,—.

Das vor 15 Jahren zum ersten Male erschienene, beliebte Lehrbuch hat auch in der neuen, fünften Bearbeitung in vieler Hinsicht Verbesserungen erfahren, besonders auch in manchen grundlegenden physikalischen Abschnitten, zu denen namhafte Fachmänner kleinere Beiträge beigesteuert haben. Im Aufbau ist nichts geändert worden, doch ist durch schärfere Unterteilung, auch durch Gliederung des Drucksatzes, die Plastik der Darstellung mit Erfolg verschärft worden. Die Behandlung des Stoffes wird gerade dem physikalischen Leser, der die Grundlagen der Methoden und das theoretische Material kennt, durch die Reichhaltigkeit der Beispiele und die enge Beziehung zu den chemischen Tatsachen manchen an anderen Stellen kaum zu findenden Stoff vermitteln. Die Ausstattung zeigt die gleiche Güte wie die früheren Auflagen. Dieser jüngsten Form des bewährten Werkes dürfte der gleiche Erfolg wie den früheren Ausgaben sicher sein. L. Ebert

Handbuch der Metallphysik. Herausgegeben von G. Masing. Bd. III: Behandlung der Metalle und damit verbundene Erscheinungen. 2. Teil: Rekristallisation, verformter Zustand und Erholung, von W. G. Burgers. Gr.-8°. XV u. 538 Seiten. Mit 234 Fig. Leipzig 1941. Akademische Verlagsgesellschaft Becker & Erler Kom.-Ges. Geb. RM 58,—.

Der großen technischen und wissenschaftlichen Bedeutung der Rekristallisation entspricht die wachsende Zahl der über sie angestellten Untersuchungen, die es selbst denjenigen, die sich unmittelbar mit ihr beschäftigen, immer schwieriger macht, sich einen einigermaßen vollständigen Überblick zu erhalten. Schon allein die Tatsache, daß es dem Verfasser gelungen ist, in mühevoller Arbeit das gesamte experimentelle Material, soweit es von allgemeiner Bedeutung ist, nach wenigen leitenden Gesichtspunkten in übersichtlicher Weise zu ordnen, sichert ihm ein bleibendes Verdienst. Darüber hinaus hat er es verstanden, die entwickelten theoretischen Vorstellungen in klarer Form und mit gutem Einfühlungsvermögen in die nicht immer einfachen Gedankengänge der Verfasser der einzelnen Arbeiten zur Darstellung zu bringen. Nach seinen eigenen Worten versuchte er dabei „die verschiedenen Theorien miteinander in Einklang zu bringen", ein Bestreben, das allerdings nicht immer durchführbar war. Eine eigene kritische Stellungnahme erfolgt nur in sehr vorsichtiger Form, obwohl die Mehrzahl der Leser sicher eine bestimmtere Richtungsweisung erwartet und dem Verfasser auf Grund seiner weitreichenden Erfahrungen auch fraglos zugestanden hätte. Unabhängig davon gewinnt man nach dem Lesen des Buches die Überzeugung, daß das Gebiet bei der heutigen Sachlage in seinen Grundzügen nicht besser hätte dargestellt werden können.

Das Buch beginnt mit einem Kapitel über die Rekristallisation in Gußkörpern und synthetischen Sinterkörpern, die viele Ähnlichkeiten zeigt mit der Kornvergrößerung nach primärer Rekristallisation. Der Hauptteil des Buches umfaßt die Untersuchung der Rekristallisation in kaltbearbeiteten Körpern, insbesondere Metallen. Er enthält zunächst ein Kapitel über den kaltbearbeiteten Zustand, das sich im wesentlichen den bisherigen Veröffentlichungen des Verfassers über dieses Gebiet anschließt. Die weiteren Kapitel behandeln die elementaren Rekristallisationsvorgänge der Kernbildung, des Kernwachstums (aus methodischen Gründen in umgekehrter Reihenfolge) und der Kornvergrößerung. Die hierbei auftretende grundlegende Frage, ob die Kernbildung ein unstetiger, an Stellen stärkster Gitterunregelmäßigkeiten einsetzender Vorgang ist, oder ein stetiger Wachstumsvorgang, der von Stellen geringster Gitterunregelmäßigkeiten ausgeht, kann noch nicht entschieden werden, da die Versuchsergebnisse, soweit sie sich eindeutig analysieren lassen, gleich häufig für die eine wie für die andere Auffassung sprechen. Ebenso verhält es sich mit der Frage, ob in einem überall gleich vollkommenen Material einzelne Körner auf Kosten anderer wachsen können, oder ob hierzu Unterschiede in der Gittervollkommenheit notwendig sind. In den letzten Kapiteln werden die eigentlich praktisch wichtigen Fragen, welche Korngröße und Textur sich nach bestimmter mechanischer und thermischer Vorbehandlung ausbilden, untersucht. Sie lassen sich in den wenigsten Fällen eindeutig beantworten, nicht zuletzt deshalb, weil bei den meisten bisherigen Untersuchungen, deren Ergebnisse zur Prüfung der theoretischen Erwartungen benutzt werden können, sowohl die Materialeigenschaften als auch die Art der Rekristallisationsbehandlung nicht vollständig bestimmt oder angegeben wurden. So bestehen zwar immer verschiedene Deutungsmöglichkeiten, aber es können keine sicheren Aussagen gemacht werden. Hier zeigt sich nach Ansicht des Referenten besonders deutlich, daß ein wirklicher Fortschritt nur erzielt werden kann durch eine Verbindung vergleichenden chemischen Denkens und physikalischer Methodik. Daher kann das Buch besonders den Physikern zum eingehenden Studium warm empfohlen werden, mit dem Wunsche, selbst zur Mitarbeit auf einem Gebiet angeregt zu werden, dessen weitere Erforschung über seinen engeren Rahmen hinaus für eine Vertiefung unserer Kenntnisse über den festen Zustand fruchtbar sein wird. A. Kochendörfer

Handbuch der Werkstoffprüfung. Herausgegeben unter besonderer Mitwirkung der Staatlichen Materialprüfungsanstalten Deutschlands, der zuständigen Forschungsanstalten der Hochschulen, der Kaiser Wilhelm-Gesellschaft und der Industrie, sowie der Eidgenössischen Materialprüfungsanstalt Zürich von E. Siebel.

1. Band. Prüf- und Meßeinrichtungen. Bearbeitet von R. Berthold, A. Eichinger, W. Ermlich, G. Fiek, L. Föppl, R. Glocker, E. Lehr, E. Siebel und O. Vaupel. Berlin 1940. Verlag von J. Springer. XIV und 658 Seiten. Mit 763 Abbildungen. Preis geb. RM 69.—.

2. Band. Die Prüfung der metallischen Werkstoffe. Bearbeitet von K. Bungardt, E. Damerow, U. Dehlinger, R. Fricke, A. Fry, P. de Haller, W. Hengemühle, R. Hinzmann, F. Körber, A. Krisch, W. Kuntze, R. Mailänder, A. Pomp, J. Schramm, Fr. Schwerd, W. Seith, E. Siebel, W. Steurer, A. Thum, F. Wever. Berlin 1939. Verlag von J. Springer. XVI und 744 Seiten. Mit 880 Abbildungen. Preis geb. RM 69.—.

Mit diesen beiden Bänden legt E. Siebel die ersten Teile des von ihm neu herausgegebenen Handbuches der Werkstoffprüfung vor, das beabsichtigt, einen umfassenden Überblick über den gegenwärtigen Stand des technisch und wirtschaftlich zu hoher Bedeutung gelangten Werkstoffprüfwesens zu geben. Indem die einzelnen Bände nacheinander 1. die Prüf- und Meßeinrichtungen, 2. die Prüfung der metallischen Werkstoffe, 3. die der Baustoffe, 4. die des Papiers, 5. die der Textilien und 6. die der Kunststoffe darstellen, will das Handbuch jedem Werkstoffprüfer über die Grenzen seines Sondergebietes hinaus die Unterrichtung über sämtliche einschlägige Fragen ermöglichen. Ein Unternehmen solchen Umfanges hat naturgemäß besondere Schwierigkeiten zu überwinden, die bei der vorgelegten Leistung voll gewürdigt werden müssen. So verlangt es einerseits infolge seines Umfanges einen großen Stab von Mitarbeitern, darf aber andererseits auf eine Einheitlichkeit der Darstellung nicht verzichten; diese wird wiederum erschwert durch die Vielseitigkeit der Methodik, die von rein maschinenbautechnischen Aufgaben über Optik und Magnetismus bis in die Atomphysik führt. Es sei von vornherein festgestellt, daß dem Herausgeber die Abstimmung der Beiträge und insbesondere die Durchführung der Trennung nach Verfahren und Ausführung der Prüfung gelungen ist.

Im 1. Band gibt zunächst der Herausgeber selber einen Überblick über die allgemeinen Grundlagen der Werkstoffprüfung, worauf G. Fiek 1. die Prüfmaschinen für ruhende Belastung und W. Ermlich 2. die Untersuchung dieser Prüfmaschinen sowie der Nachprüfgeräte behandelt. Im folgenden 3. Abschnitt behandelt E. Lehr entsprechend die Prüfmaschinen für stoßartige Beanspruchung unter Einzelschlag und Dauerschlag. Derselbe Autor gibt in dem folgenden 4. Abschnitt eine umfassende Darstellung der Prüfmaschinen für schwingende Beanspruchung, worin nach Erläuterung der Aufgabenstellung Zug-Druck-Dauerprüfmaschinen, Maschinen zur Ermittlung der Drehschwingungsfestigkeit, Dauerbiegemaschinen mit umlaufendem oder mit schwingendem Probestab, Prüfmaschinen zur Ermittlung der Dauerfestigkeit von Federn und schließlich die voraussichtliche Weiterentwicklung des Gebietes behandelt werden. Der 5. Abschnitt über Sondereinrichtungen aus der Feder von A. Eichinger schildert Sondereinrichtungen, wie Geräte zur Prüfung von Federn, zur Härteprüfung, technologischen Prüfung, Verschleiß- und Abnutzungsprüfung, sowie Prüfung von Lagern und Drahtseilen. Der 6. Abschnitt von E. Lehr behandelt die Meßverfahren und Meßeinrichtungen für Dehnungsmessungen, woran sich ein 7. Abschnitt über spannungsoptische Messungen von L. Föppl eng anschließt. Als weitere Methode zur Spannungsmessung behandelt im 8. Abschnitt R. Glocker das röntgenographische Verfahren. Schließlich folgt noch ein vielseitiges 9. Kapitel von R. Berthold und O. Vaupel über zerstörungsfreie Werkstoffprüfung, in dem die Verfahren und Einrichtungen zur Prüfung mit Röntgenstrahlen, mit γ-Strahlen, zur Magnetpulverprüfung dargestellt werden. Der Band schließt mit einem umfangreichen Namen- und Sachregister.

Beinahe noch vielseitiger ist der 2. Band über die Prüfung der metallischen Werkstoffe, wie es schon die Zahl der Mitarbeiter erkennen läßt. Nach einer prägnanten Einleitung über die physikalischen Grundlagen des metallischen Zustandes aus der Feder von U. Dehlinger behandeln die vier ersten Abschnitte die Festigkeitsprüfung der Metalle, und zwar beschreiben F. Körber und A. Krisch diejenige bei ruhender Beanspruchung, R. Mailänder die bei schlagartiger Beanspruchung und A. Thum die bei schwingender Beanspruchung, während A. Pomp die Zugversuche bei hohen Temperaturen und K. Bungardt die Festigkeitsuntersuchungen bei tiefen Temperaturen darstellt. Nach einem 5. Abschnitt über Härteprüfung von W. Hengemühle und einem 6. Abschnitt über technologische Prüfungen von E. Damerow und W. Steurer bringt der 7. Abschnitt über verschiedene Prüfungen Aufsätze von E. Siebel über Verschleißprüfung, R. Hinzmann über Prüfung von Lagerwerkstoffen, von F. Schwerd über die Prüfung der Zerspanbarkeit, von P. de Haller über Erosion und Kavitationserosion, und von A. Fry über die Korrosionsprüfung metallischer Werkstoffe. Der 8. Abschnitt über physikalische Prüfungen von F. Wever lehrt knapp und klar in Anlehnung an klassische Darstellungen, wie die von Kohlrausch, die Meßmethoden für Dehnung und Drillung, Dichte, spezifische Wärme, Wärmeausdehnung, Wärmeleitung, elektrischen Widerstand, magnetische Eigenschaften und Strukturanalyse. In ein dem Physiker wiederum fremderes Gebiet führt J. Schramm mit dem 9. Abschnitt über metallographische Prüfung, und im 10. Abschnitt über die chemische Untersuchung der Metalle und ihrer Legierungen unterrichtet R. Fricke grundsätzlich über praktische Anlage eines chemischen Untersuchungslaboratoriums in einem Ingenieurbetrieb sowie die qualitative und quantitative Analyse. Einen ebenso anerkannten Bearbeiter findet der 11. Abschnitt über Spektralanalyse in W. Seith. Den Beschluß bildet das 12. Kapitel über festigkeitstheoretische Untersuchungen von W. Kuntze, in dem stoffliche Grundeigenschaften, die Festigkeit in Abhängigkeit von äußeren Beanspruchungen sowie die Sprödigkeit und Zähigkeit behandelt werden. Auch dieser 2. Band wird durch ein umfangreiches Sach- und Autorenregister für Nachschlagezwecke erschlossen.

Es ist weder räumlich möglich noch Sache eines einzigen Referenten, hier zu allen Ausführungen kritisch Stellung zu nehmen. Bei der Fülle des Stoffes sind einzelne Unebenheiten natürlich

unvermeidlich. So sind z. B. die Angaben in Band 2, S. 633, über Widerstandsthermometrie unzutreffend. Der Platinwiderstand wächst nicht linear mit der Temperatur, sondern wird sogar in der gesetzlichen Temperaturskala durch eine quadratische Gleichung dargestellt. Auch wird die Temperaturmessung mit dem *Pt*-Thermometer oberhalb 600° C keineswegs ungenau, sondern dieses stellt seit Jahren bis zu 1100° C das Präzisionsthermometer dar. (Vgl. H. Moser, Ann. d. Phys. 6, 852, 1930.) Zur Widerstandsmessung ist von der Brückenmethode abzuraten, da sie die Zuleitungswiderstände nicht eliminiert; vielmehr empfiehlt sich für genauere Messungen der Kompensator.

Der Physiker, der selber über ausgezeichnete Handbücher seines Wissensgebietes verfügt, wird sich besonders für die ingenieurwissenschaftlichen Abschnitte interessieren, die ihn durch die dauernde Verwendung industriell bis in alle Einzelheiten durchgebildeter Versuchseinrichtungen erstaunen, ihn mit den theoretisch oft undurchsichtigen Aufgabenstellungen der Praxis vertraut machen und ihn in eine wenig bekannte Literatur einführen; umgekehrt wird er auch eine unvollständige Verbreitung der Arbeiten seines Gesichtskreises in der Technik feststellen, so daß dem Handbuch eine fruchtbare Vermittlerrolle zukommen kann.

Nach den beiden bisher erschienenen Bänden zu urteilen, entsteht hier ein Werk, das eine wertvolle Bereicherung unserer Literatur darstellt, so daß man dem Herausgeber für seine umsichtige und mühevolle Planung, den zahlreichen Autoren für ihre sorgfältige Arbeit und dem Verlag für die ausgezeichnete Ausführung danken muß. E. Justi

---

M. von Laue, Röntgenstrahlinterferenzen. (Bd. VI von Physik und Chemie in Einzeldarstellungen.) Akadem. Verlagsgesellschaft, Becker und Erler. Leipzig 1941. VIII und 367 Seiten. 120 Fig. und 1 Tafel. Geb. RM. 62,—.

Es ist von Laue gelungen, in diesem faszinierenden Buche die ganze Fülle der experimentellen Tatsachen und all die unzähligen theoretischen Überlegungen über Röntgeninterferenzen, welche seit 1912 bekannt geworden sind, in einem prachtvollen Guß von großartiger Linie darzustellen. Ausgehend von unseren Kenntnissen über Atombau und über den Kristall und unter Zugrundelegung der Wellenmechanik führt das Buch, nach einer heute fast spielerisch anmutenden Einleitung über Streuung nach der Maxwellschen Theorie, schrittweise zu immer komplizierteren Teilen der Interferenztheorie: Streuung am Atom, am Molekül, an einer Flüssigkeit, — Raumgitterinterferenzen, Beobachtungsmethoden, Struktur-Fourieranalyse, — Einfluß der Gitterstörungen auf die Röntgeninterferenzen: Mischkristalle, Temperatureinfluß, Nullpunktsunruhe und Mosaikkristall. Ein ausgezeichneter, 100 Seiten umfassender Abriß über die Ewaldsche dynamische Theorie der Raumgitterinterferenzen und über den Kosseleffekt beschließt das interessante Werk, das seiner Zielsetzung in geradezu idealer Weise gerecht wird.

Es besteht kein Zweifel darüber, daß das Buch von Laues zu den klassischen Monographien der Physik zu zählen ist. P. Scherrer

---

G. Mahler und K. Mahler, Physikalische Formelsammlung. 152 Seiten. Mit 69 Abbildungen. 7., verbesserte Auflage. Berlin 1941. Walter de Gruyter & Co. (Sammlung Göschen Band 136.) RM. 1,62.

Das Buch enthält nicht nur Formeln im gewöhnlichen Sinne, sondern auch Definitionen, Konstanten, Lehrsätze und ähnliches. Der Umfang des Stoffes dürfte, wenn für Schüler bestimmt, auch den weitest gehenden Ansprüchen genügen. Auch neuere Forschungsgebiete sind berücksichtigt. Dimensionen sind (mit Absicht?) nicht überall angegeben, z. B. fehlen sie in der Elastizität, Oberflächenspannung und Kapillarität.

Bei vielen Stichproben fand ich doch noch einige Unstimmigkeiten, deren Beseitigung erwünscht wäre. Zum Beispiel besteht das Urmeter aus Platin-Iridium, auf S. 16 fehlt in 4 Formeln der Faktor 2. Die Rydberg-Konstante sollte man vielleicht lieber für Wasserstoff angeben, da sich der Abschnitt ausdrücklich nur auf diesen Stoff bezieht. Für den Faktor des Wirkungsquantums gilt zur Zeit 6,55 als der zuverlässigste Wert.

W. Möbius

NACHRICHTEN

Ernannt: Der wissenschaftliche Rat am Chemischen Staatsinstitut Hamburg und Chemiker der Hanseatischen Universität Prof. Dr. Hans Schmalfuß zum o. Professor für Technologie und Vorratspflege an der Reichsuniversität Posen, der wissenschaftliche Assistent an der Deutschen Universität Prag Dr. Hans Wilhelm Maaß zum wissenschaftlichen Rat am Geophysikalischen Institut daselbst, der außerplanmäßige Professor an der Universität Bonn Dr. Ernst August Weiß zum o. Professor der Mathematik an der Universität Posen, Vermessungsrat Dr. Gerhard Lehmann zum ao. Professor für Geodäsie an der Technischen Hochschule Berlin, Dozent Dr. rer. nat. Rudolf Fleischmann zum ao. Professor an der Universität Straßburg und Leiter der Physikalischen Abteilung des Medizinischen Forschungsinstitutes daselbst.

Gestorben: Der frühere o. Professor für chemische Technologie anorganischer Stoffe Hofrat Dr. Hans Frhr. Jüptner von Jonsdorff, der Dozent für Mathematik an der Universität Kiel und Lehrer der Mathematik an der Marineschule Mürwik Dr. Arnold Scholz, Dr. H. Reddemann, Kaiser-Wilhelm-Institut für Chemie, Berlin-Dahlem (im Osten gefallen).

Verantwortlicher Schriftleiter: i. V. Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany